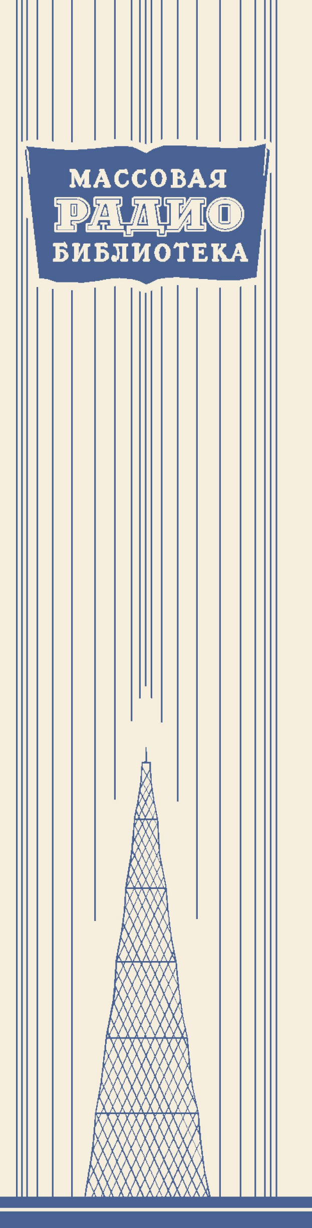


А. С. ПРЕСМАН

САНТИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ



ГОСЭНЕРГОИЗДАТ

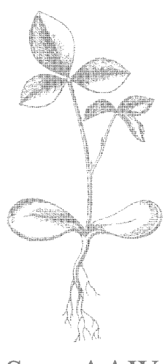
1954

МАССОВАЯ РАДИОБИБЛИОТЕКА

Выпуск 203

А. С. ПРЕСМАН

САНТИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ





ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1954 ЛЕНИНГРАД

В книге кратко излагаются элементарные физические основы генерации и излучения сантиметровых волн, а также их распространения в линиях передачи. Рассматриваются приборы и методы измерений на сантиметровых волнах. Рассказывается о применении сантиметровых волн в науке и технике.

Книга рассчитана на радиолюбителей, знакомых с общими основами радиотехники и обладающих знаниями математики в объеме средней школы.

Автор *Александр Самуилович Пресман*
Сантиметровые волны

Редактор *Конашинский А. Д.* Техн. редактор *Ларионов Г. Е.*

Сдано в пр-во 26/I 1954 г. Подписано к печати 13/VIII 1954 г.
Бумага $84 \times 108^1/_{32}$ 6,15 п. л. Уч.-изд. л. 6,7
Т-05185 Тираж 25 000 Цена 2 р. 70 к. Зак. 1083

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., д. 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Развитие радиотехники характеризуется освоением все более коротких волн: за длинными волнами в практику вошли короткие, затем ультракороткие и, наконец, сантиметровые волны. Каждый из этих диапазонов волн обладает своими особенностями. Например, благодаря способности коротких волн отражаться от ионизированного слоя атмосферы на этих волнах возможна радиосвязь на большие расстояния при небольшой мощности передатчика. Применение ультракоротких волн дало возможность осуществить телевизионную передачу, обеспечить направленную радиосвязь. Сантиметровые волны позволили развить радиолокацию и ряд новых областей науки и техники.

Сантиметровые волны обладают целым рядом особенностей. Поэтому для их изучения необходимо значительно расширить, а зачастую и пересмотреть многие из привычных радиотехнических понятий.

В этой книге читатель познакомится в общих чертах с основными физическими представлениями, касающимися сантиметровых волн, с элементами техники их получения, измерения, а также с некоторыми применениями этих волн в различных областях науки и техники.

Для чтения книги достаточно знакомства с общими основами радиотехники и знания математики в объеме средней школы.

Автор будет весьма признателен читателям за все замечания и пожелания по этой книге.

А. Пресман

СОДЕРЖАНИЕ

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ВОЛНЫ

Прежде чем начать знакомство с физикой и техникой сантиметровых волн, напомним основные понятия об электромагнитных полях и волнах.

Электрическое и магнитное поля

В пространстве, окружающем электрически заряженное тело, действуют электрические силы, т. е. существует *электрическое поле,* обнаруживаемое по его действию на другой заряд, помещенный в это поле. Под действием поля заряд может перемещаться вдоль одной из линий, которые называют *электрическими силовыми линиями.*

Электрическое поле простирается во все стороны от заряда на бесконечно большие расстояния. Величину поля в любой точке пространства определяют *напряженностью поля E* — силой, с которой поле действует на заряд, равный единице, помещенный в данную точку. Направление движения положительного заряда под действием поля считают направлением поля. Чем больше величина заряда, тем больше и напряженность поля во всех точках пространства. По мере удаления от заряда напряженность поля быстро убывает.

При изменении величины заряда изменится и создаваемое им поле. Однако это изменение происходит не сразу во всех точках пространства, а распространяется во все стороны от заряда со скоростью $v_э$, зависящей от *диэлектрической проницаемости среды* ε, в которой распространяется поле,

$$v_э = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}},$$

где c — скорость распространения света в мировом пространстве (практически и в воздухе), равная 300 000 *км/сек.*

Движущиеся электрические заряды создают в пространстве и магнитные силы, т. е. создают *магнитное поле.*

Наличие магнитного поля может быть обнаружено по его действию на магнитную стрелку, которая, будучи помещена в это поле, всегда ориентируется в определенном направлении, называемом *магнитной силовой линией.*

Величину магнитного поля в любой точке пространства характеризуют *напряженностью магнитного поля H* — силой, с которой поле действует на единичный магнитик, помещенный в данную точку.

Если величина заряда изменяется, то изменяется и напряженность магнитного поля в пространстве, и это изменение распространяется со скоростью $v_м$, зависящей от *магнитной проницаемости* μ среды, в которой поле распространяется,

$$v_м = \frac{c}{\sqrt{\mu}}.$$

Между электрическим и магнитным полями существует глубокая взаимосвязь. Магнитное поле создается не только вокруг движущихся электрических зарядов. Любое изменение электрического поля в какой-либо точке пространства вызывает появление в той же точке и в тот же момент времени изменяющегося магнитного поля, изменение же магнитного поля в какой-нибудь точке приводит, в свою очередь, к появлению в той же точке и в тот же момент времени изменяющегося электрического поля. Таким образом, в пространстве может создаваться *электромагнитное поле.* Действие этого поля проявится в любой точке пространства с запаздыванием на время, необходимое для распространения его до этой точки, так как скорость v распространения электромагнитного поля зависит от электрических и магнитных свойств среды,

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}.$$

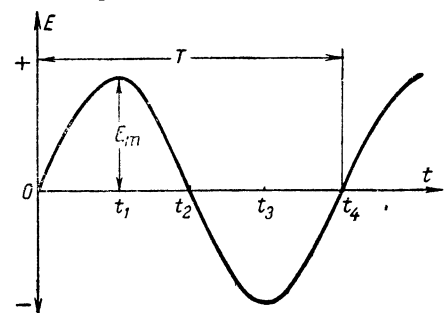
В воздухе, для которого $\varepsilon = \mu = 1$, электромагнитное поле распространяется со скоростью света.

Если в каком-либо месте пространства происходит периодическое изменение заряда (колебание заряда), то от него во все стороны будет распространяться периодически изменяющееся электромагнитное поле или *электромагнитная волна.*

Рассмотрим основные черты электромагнитных волн.

Электромагнитные волны

Если в проводнике проходит переменный ток, то вокруг проводника создаются соответственно изменяющиеся взаимосвязанные электрическое и магнитное поля, т. е. электромагнитное поле, которое будет распространяться в пространстве от точки к точке в виде волн. Для уяснения этого процесса проследим сначала, как распространяется электрическое поле электромагнитной волны. Пусть его напряженность вблизи проводника изменяется во времени по



Фиг. 1. Графическое изображение синусоидального изменения электрического поля.

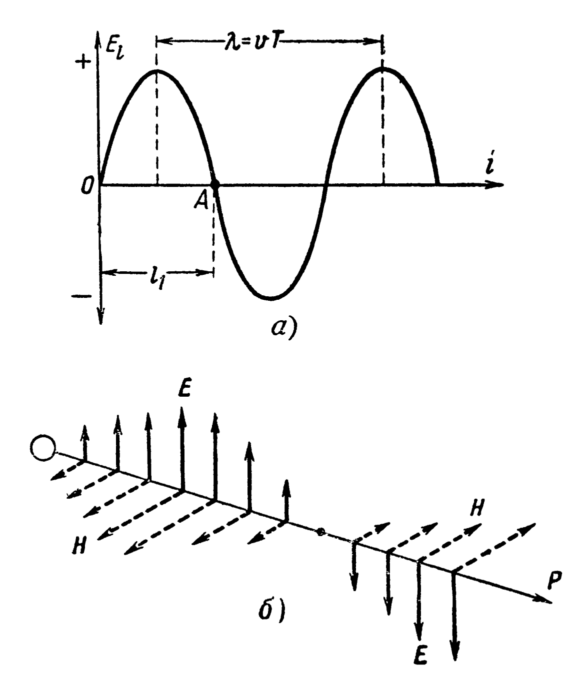
синусоидальному закону (фиг. 1). Как видно из фигуры, состояние изменения поля или, как говорят, его *фаза* определяется временем, прошедшим от начала процесса изменения. Предположим, что изменение E начинается с его нулевого значения. К моменту времени t_1 напряженность поля возрастает до максимального значения E_m (амплитуда); от t_1 до t_2 — убывает до нуля; от t_2 до t_4 происходит подобное же изменение, но при противоположном направлении поля. С момента t_4 весь цикл изменений начинается снова.

Время, в течение которого происходит одно полное изменение напряженности поля, называют *периодом колебаний* T, а число периодов в секунду — *частотой колебаний* f. Очевидно, что $f = \frac{1}{T}$. Частота f измеряется в герцах (*гц*). Математически описанное периодическое изменение выражается

$$E = E_m \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

где E — значение поля у поверхности проводника в любой момент времени t.

Изменение поля у поверхности проводника придет в любую точку пространства с запаздыванием на время, необходимое для распространения этого изменения. Так, например, до точки A, находящейся на расстоянии l_1 от проводника (фиг. 2,*а*), изменение поля распространится за время $\frac{l_1}{v}$, где v — скорость распространения поля. Следо-



Фиг. 2. Распространение электромагнитной волны.

вательно, в любой момент времени t фаза поля в точке A будет такой же, какой была фаза поля у поверхности проводника на $\frac{l_1}{v}$ сек. раньше, т. е. в момент $t-\frac{l_1}{v}$. Таким образом, значение поля E_l в любой точке пространства можно выразить уравнением

$$E_l = E_m \sin\frac{2\pi}{T}\left(t-\frac{l}{v}\right),$$

где v — скорость, с которой распространяется фаза поля, и поэтому ее можно назвать *фазовой скоростью*.

Магнитное поле в распространяющейся волне всегда изменяется *в фазе* с электрическим: напряженности обоих полей одновременно возрастают и одновременно убывают. Таким образом, все наши рассуждения относительно распространения электрического поля волны справедливы и для связанного с ним магнитного поля.

Расстояние, на которое распространяется волна в течение одного периода, называют *длиной волны* λ (фиг. 2,*а*). Следовательно

$$\lambda = v \cdot T \quad \text{или} \quad \lambda = \frac{v}{f}.$$

Так как

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}},$$

то в воздухе ($\varepsilon = \mu = 1$) длина волны

$$\lambda = c \cdot T.$$

В любой же непроводящей среде, где обычно $\mu \approx 1$, длина волны будет тем меньше, чем больше диэлектрическая проницаемость, т. е.

$$\lambda = \frac{c \cdot T}{\sqrt{\varepsilon}}.$$

Электромагнитные волны переносят в пространстве электромагнитную энергию, заключенную в полях, величина которой пропорциональна квадратам напряженностей полей. Общая сумма энергии электрического и магнитного полей в волне всегда остается неизменной.

В распространяющейся в свободном пространстве волне силовые линии электрического и магнитного полей всегда перпендикулярны друг другу и направлению распространения (фиг. 2,*б*). Для определения направления распространения волн применяют *правило штопора*: если вращать рукоятку штопора от направления E к направлению H по часовой стрелке, то он будет ввинчиваться в направлении распространения волн (P). В определяемом таким образом направлении движется энергия, переносимая волнами. Следует отметить, что под скоростью распространения волн следует понимать именно скорость распространения энергии, которая, как мы покажем в дальнейшем, может и не совпадать с фазовой скоростью.

Электромагнитные волны распространяются по всему пространству от излучающего их источника. Если излучение происходит равномерно во все стороны, то на равных рас-

стояниях от излучателя будут одинаковые фазы волн и можно мысленно представить *поверхности равных фаз,* которые в этом случае будут сферическими. Распространяющиеся таким образом волны называют *сферическими волнами.* Но на достаточно большом расстоянии от излучателя любую часть поверхности сферы можно практически считать плоскостью и тогда говорят о *плоской волне*, распространяющейся в определенном направлении. Плоскость, перпендикулярную направлению распространения, называют *фронтом волны.*

Сантиметровые волны в спектре электромагнитных волн

Радиоволны — это только один из видов электромагнитных волн, с которыми мы встречаемся в природе. Целый ряд явлений природы — инфракрасные (тепловые) лучи, свет, ультрафиолетовые лучи, рентгеновы лучи, гамма-лучи радия — все это разновидности лучистой энергии, распространяющейся в виде электромагнитных волн различной длины. Поэтому все электромагнитные волны могут быть расположены в непрерывном спектре в порядке увеличения или уменьшения длины волны.

В табл. 1 расположены в порядке уменьшения длины волны — радиоволны, инфракрасные лучи и лучи света.

Таблица 1

Участок спектра электромагнитных волн от радиоволн до световых лучей

Название участков спектра электромагнитных волн	Название групп волн внутри каждого участка	Длины волн	Частоты колебаний, соответствующие длинам волн, *гц*
Радиоволны	Длинные радиоволны	Более 3 *км*	Ниже $100 \cdot 10^3$
	Средние	3 *км*÷200 *м*	$100 \cdot 10^3 \div 1{,}5 \cdot 10^6$
	Промежуточные	200÷50 *м*	$1{,}5 \cdot 10^6 \div 6 \cdot 10^6$
	Короткие	50÷10 *м*	$6 \cdot 10^6 \div 30 \cdot 10^6$
	Метровые	10÷1 *м*	$30 \cdot 10^6 \div 300 \cdot 10^6$
	Дециметровые	1÷0,1 *м*	$300 \cdot 10^6 \div 3 \cdot 10^9$
	Сантиметровые	10÷1 *см*	$3 \cdot 10^9 \div 30 \cdot 10^9$
	Миллиметровые	10÷1 *мм*	$30 \cdot 10^9 \div 300 \cdot 10^9$
	Переходные	1÷0,1 *мм*	$300 \cdot 10^9 \div 3 \cdot 10^{12}$
Инфракрасные лучи	Декамикронные	100÷10 *мкн*	$3 \cdot 10^{12} \div 30 \cdot 10^{12}$
	Микронные	10÷0,75 *мкн*	$30 \cdot 10^{12} \div 400 \cdot 10^{12}$
Световые лучи	Красные÷фиолетовые	0,75÷0,4 *мкн*	$400 \cdot 10^{12} \div 750 \cdot 10^{12}$

Радиоволны занимают большой участок длин волн — от 3 *км* до 0,1 *мм*, соответствующие частоты занимают область от $100 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^{12}$ *гц*. Частоты от $3 \cdot 10^9$ *гц* (длина волны 10 *см*) и выше мы будем называть *сверхвысокими*. Группа инфракрасных лучей включает волны длиной от 100 *мкн* (микрон) до 0,76 *мкн*. Длины волн света укладываются в диапазон 0,76—0,38 *мкн*.

Каждый из участков спектра обладает определенными свойствами. Радиоволны проявляют себя в электрических и магнитных действиях, инфракрасные лучи нагревают, лучи света — освещают. Поэтому мы подходим к этим трем видам лучистой энергии с разной меркой.

Сантиметровые волны занимают в спектре место между более длинными радиоволнами, с одной стороны, и тепловыми и световыми лучами,— с другой. Поэтому можно поставить вопрос: должны ли мы изучать эти волны, пользуясь понятиями радиотехники, или следует подходить к ним с меркой тепловых и световых лучей. Как мы увидим из дальнейшего, и тот и другой подход одинаково законен: в одних случаях сантиметровые волны ведут себя подобно радиоволнам, в других — подобно инфракрасным лучам, в третьих — подобно свету.

Всякое современное устройство для создания и излучения радиоволн любой длины состоит в общих чертах из четырех основных элементов:

1. Замкнутый колебательный контур, в котором возбуждаются электромагнитные колебания.

2. Электронная лампа, пополняющая расходуемую в контуре энергию и тем самым поддерживающая в нем колебания.

Эти два элемента составляют *генератор электромагнитных колебаний.*

3. Цепи, по которым электромагнитная энергия передается от генератора к излучающему устройству — антенне.

4. Антенна, излучающая электромагнитную энергию в пространство в виде волн.

Перечисленные элементы входят в устройства для любых длин волн. Однако по мере укорочения длины волны сами элементы претерпевают изменения. Вплоть до длин волн порядка нескольких метров эти изменения не носят принципиального характера и дело сводится обычно к уменьшению размеров соответствующих приборов и их электрических величин. При переходе же к сантиметровым волнам возникают трудности принципиального характера. Ряд

«мелочей» — явлений, не играющих заметной роли при работе с обычными радиоволнами,— становится заметным, а иногда и непреодолимым препятствием. Приходится поэтому искать новые пути, новые методы.

В последующих главах мы будем последовательно рассматривать устройства и принципы действия перечисленных выше элементов радиопередающего устройства, укажем на трудности, возникающие при осуществлении этих элементов для сантиметровых волн и рассмотрим пути преодоления этих трудностей.

ГЛАВА ВТОРАЯ

ГЕНЕРАТОРЫ САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Первая задача, которую необходимо решить при работе над созданием генератора сверхвысоких частот (сантиметровых волн),— это осуществление соответствующего колебательного контура.

Колебательный контур превращается в объемный резонатор

Известно, что обычный колебательный контур состоит из емкости C и индуктивности L и частота колебаний f, возникающих в контуре (собственная частота контура), определяется соотношением

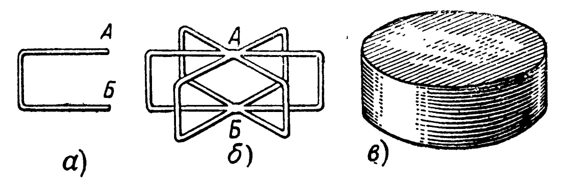
$$= \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}},$$

где f — в герцах (*гц*);
C — в фарадах (*ф*);
L — в генри (*гн*).

На первый взгляд кажется, что для перехода к сверхвысоким частотам нужно только уменьшить величины емкости и индуктивности контура. Однако выполнение этого совершенно справедливого намерения наталкивается на затруднения.

Мы обычно считаем, что вся емкость контура сосредоточена в конденсаторе, а индуктивность — в катушке или, иначе говоря, что мы имеем дело *с сосредоточенными постоянными*. Правда, в контуре имеются еще *распределенные постоянные*, так как каждый, даже очень малый, участок соединительных проводов обладает некоторой емкостью и индуктивностью. Однако даже при высоких частотах их можно не принимать в расчет. Так, например, для частоты 1 000 000 *гц* (длина волны 300 *м*) при индуктивности

100 *мкгн* емкость контура должна быть порядка 250 *пф*. Распределенная же емкость между двумя, например, параллельными проводниками длиной 1 *см*, диаметром 2 *мм* и расстоянии между ними 5 *см* составит всего около 0,07 *пф*. Распределенная индуктивность при тех же условиях равна 0,016 *мкгн*. В этом случае распределенные постоянные проводов ничтожно малы по сравнению с сосредоточенными постоянными контура. Но при сверхвысоких частотах эти «мелочи» становятся уже весьма заметными. Для частоты 3 000 *мггц* (длина волны 10 *см*) емкость контура при индуктивности в 0,1 *мкгн* должна быть равной примерно 0,03 *пф*. Следовательно, приведенные выше распределенные постоянные становятся уже сравнимы с сосредоточенными постоянными контура.



Фиг. 3. Переход от прямоугольного контура-витка к объемному резонатору.

Как же практически осуществить контур со столь малыми емкостью и индуктивностью?

Рассмотрим контур, показанный на фиг. 3,*а*, имеющий вид прямоугольного витка. В таком контуре-витке нельзя указать, в каком месте сосредоточены емкость и индуктивность. Они распределены по всему витку. Поэтому с точки зрения получения малых значений емкости и индуктивности он подходит для сверхвысоких частот. Но такой контур является *открытым колебательным контуром*, т. е. по существу антенной, излучателем. Это значительно увеличивает потери энергии в контуре.

К сожалению, это не единственный «сюрприз», который преподносит нам этот контур при переходе к сверхвысоким частотам. Оказывается, что с увеличением частоты затухание в нем заметно возрастает по причине так называемого *поверхностного эффекта*. Последний выражается в том, что переменный ток проходит не по всему сечению проводника, а только в прилегающем к его поверхности слое. Толщина этого слоя (глубина проникновения тока в металл) с увеличением частоты уменьшается и, следовательно, сопротивление переменному току возрастает. Толщина слоя, по кото-

рому протекает переменный ток, зависит еще от магнитной проницаемости и проводимости проводника. Для медного проводника она может быть практически подсчитана по формуле

$$d = \frac{6,3}{\sqrt{f}},$$

где d — толщина слоя, *см*;
f — частота, *гц*.

Нетрудно подсчитать, что при частоте в 1 *мггц* толщина слоя будет примерно 0,06 *мм*, при частоте же 3 000 *мггц* ток будет проходить в слое порядка одного микрона. Сопротивление медного проводника диаметром 1 *мм* возрастает при этом примерно в 60 раз. Это вызовет недопустимо большое затухание колебаний в контуре-витке.

Итак, контур-виток непригоден в качестве колебательного контура для сверхвысоких частот по причинам: 1) излучения электромагнитной энергии; 2) большого затухания колебаний (малой добротности).

Следовательно, задача сводится к уменьшению сопротивления и устранению излучения электромагнитной энергии.

Присоединим параллельно данному витку второй, третий и т. д. (фиг. 3,*б*). Сопротивление такого соединения (измеренное между точками *А* и *Б*) будет уменьшаться по мере прибавления витков. Однако по мере прибавления витков будут изменяться емкость *C* и индуктивность *L* этого соединения. Казалось бы, что должна измениться и собственная частота контура, зависящая от произведения этих величин. Но она остается неизменной, так как, хотя по мере прибавления витков емкость соединения увеличивается, но индуктивность ее соответственно уменьшается [1].

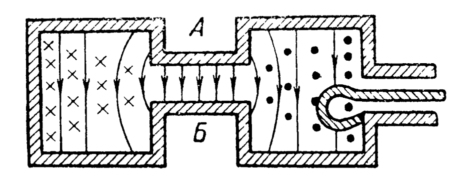
Увеличивая число присоединяемых витков, мы в конце концов получим полый металлический цилиндр, который называют ***объемным резонатором*** (фиг. 3,*в*). Теория таких резонаторов и их расчет разработаны советским ученым проф. М. С. Нейманом.

В практике сверхвысоких частот применяют резонаторы самой разнообразной формы — цилиндрические, тороидальные, прямоугольные и т. д. Мы остановимся пока только на описании тороидального резонатора специальной формы,

---

[1] Напомним, что при параллельном соединении n одинаковых емкостей C результирующая емкость $C_{общ}$ увеличивается в n раз, т. е. $C_{общ} = n \cdot C$. Индуктивность при таком соединении равна $L_{общ} = \frac{L}{n}$.

который нам понадобится в дальнейшем при рассмотрении ламп для сверхвысоких частот. На фиг. 4 показан такой резонатор, постоянные которого являются в некоторой степени сосредоточенными: электрические силовые линии (линии со стрелками) сосредоточены в основном в центральной части резонатора (*А* — *Б*). Магнитные линии (крестики и точки: крестик изображает линию, перпендикулярную плоскости чертежа и уходящую за его плоскость, точка — линию, выходящую из чертежа) представляют собой кольца, окружающие линии электрического поля, и расположены в объ-



Фиг. 4. Объемный резонатор с сосредоточенными постоянными.

еме тороида — гуще к периферии. Колебания в резонаторе представляют, как обычно, переход энергии электрического поля в энергию магнитного и обратно.

Электромагнитная энергия не может выйти за пределы резонатора, так как вследствие сверхвысокой частоты колебаний электрическое поле проникает в металлические стенки резонатора только на ничтожно малую глубину, вызывая токи практически только по его внутренней поверхности. Как же вывести энергию наружу, чтобы передать ее к потребителю, например к антенне? На фиг. 4 показан один из способов вывода энергии из резонатора. Металлическая петля одним концом припаяна к стенке резонатора, а другой ее конец переходит в прямой стержень, проходящий внутри металлического цилиндра, припаянного к отверстию в боковой стенке резонатора. Магнитные силовые линии проходят сквозь отверстие петли, создавая вокруг нее замкнутые кольца. При изменении магнитного поля силовые линии пересекают проводник петли и индуктируют в ней электродвижущую силу (э. д. с). Таким образом, петля становится как бы маленьким генератором переменного тока. Стержень, являющийся продолжением петли, вместе с цилиндром, по оси которого он проходит, образует цепь, по которой и передается электрическая энергия (о цепях передачи энергии подробно рассказано в следующих главах).

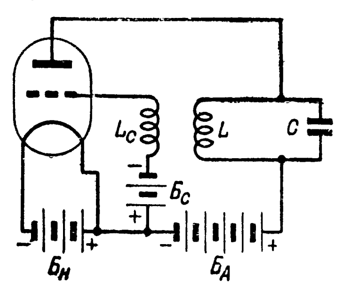
Итак, рассмотрение поведения контура при сверхвысоких частотах привело к созданию нового его типа — объемного резонатора.

Посмотрим теперь, как будет изменяться по мере увеличения частоты колебаний второй элемент генератора — электронная лампа.

Электронный поток «перекачивает» энергию батареи в контур

Рассмотрим схему простейшего генератора с трехэлектродной лампой (фиг. 5), причем на первое время мы не будем учитывать роль сетки.

При возникновении электронного потока в анодной цепи лампы появится ток, заряжающий конденсатор C, и в контуре возникнут колебания. Так как колебательное напряжение контура приложено между катодом и анодом лампы, то электрическое поле между этими электродами периодически изменяется по величине и направлению. В положительный полупериод (по отношению к аноду) поле ускоряет электроны и кинетическая энергия их возрастает за счет энергии колебаний. Этот избыток энергии выделяется на аноде ударяющимися о него электронами в виде тепла. В отрицательный полупериод колебаний электроны тормозятся полем, и их кинетическая энергия переходит в колебательную энергию контура (путем подзарядки конденсатора). Такой обмен энергии электронов с энергией поля является примером общей закономерности: *если электрон тормозится электрическим полем, то его кинетическая энергия переходит в энергию поля, при ускорении электрона полем энергия поля переходит в кинетическую энергию электрона.*

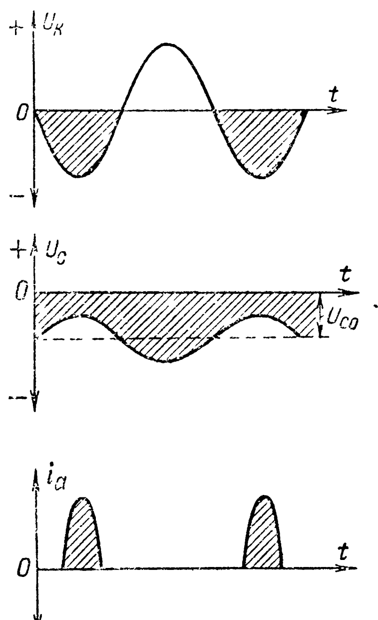


Фиг. 5. Простейшая схема генератора высокой частоты.

В рассмотренном нами примере не происходит никакого пополнения энергии контура. Действительно, контур отдает электронам столько же энергии за положительный полупериод, сколько получает ее за отрицательный.

Теперь рассмотрим роль сетки. Так как сетка расположена ближе к катоду, чем анод, то даже небольшие изме-

нения напряжения на ней оказывают значительное влияние на поток электронов в лампе. Присоединим к сетке и катоду катушку связи L_c, расположив ее вблизи от катушки L контура. Как известно, катушка связи присоединяется к катоду и сетке так, что напряжение на сетке всегда противоположно по знаку напряжению, создаваемому контуром на аноде. Поэтому при положительном полупериоде напряжения на аноде на сетке получается отрицательный полупериод напряжения, вследствие чего часть электронов отталкивается от сетки к катоду и поток электронов на анод уменьшается. При отрицательном полупериоде напряжения на аноде на сетке получается положительный полупериод, и электронный поток увеличится. Таким образом, благодаря действию сетки количество электронов, ускоряемых за счет энергии контура, меньше, чем число тормозимых: контур больше получает от электронов энергии, чем ее отдает.



Фиг. 6. Изменение напряжения на аноде и сетке и соответствующее изменение анодного тока в лампе генератора высокой частоты.

Очевидно, что чем меньше электронов ускоряется за счет колебательной энергии, тем больше энергии передается контуру за каждый период. Можно свести число ускоряемых электронов почти к нулю, подав на сетку некоторое постоянное отрицательное напряжение (от батареи $Б_c$). В самом деле, наведенное на сетку отрицательное напряжение (при положительном полупериоде на аноде) добавляется к постоянному отрицательному и почти все электроны отталкиваются.

На фиг. 6 графически показано изменение напряжений $u_к$ в контуре и u_c на сетке и соответствующее изменение анодного тока i_a. Анодный ток проходит импульсами только при отрицательных (по отношению к аноду) полупериодах напряжения, и тогда контур только получает

энергию, но не отдает ее. Таким образом, при помощи управляемого электронного потока лампа как бы «перекачивает» энергию батареи $Б_a$ в контур, поддерживая в нем незатухающие колебания.

Постоянное отрицательное напряжение на сетке (сеточное смещение) выгодно еще и потому, что при нем уменьшается отсасываемая из контура катушкой связи энергия, т. е. на управление электронным потоком затрачивается только незначительная доля колебательной энергии контура. При отсутствии сеточного смещения часть электронов попадает на сетку и в цепи сетки возникает *сеточный ток*, который вызывает в цепи сетки потери колебательной энергии контура. Чем больше сеточный ток, тем больше энергии затрачивается в цепи сетки.

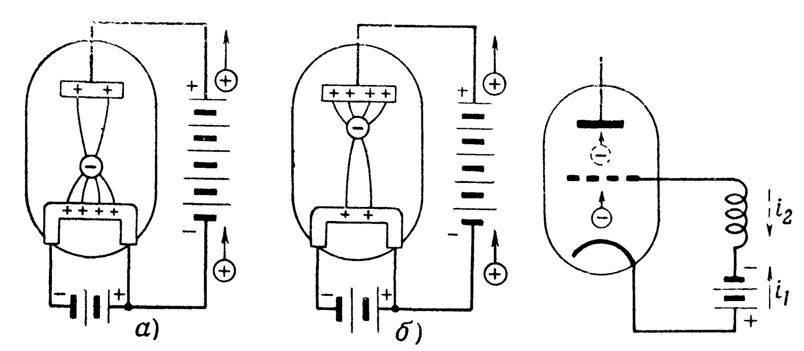
Электроны летят слишком медленно

Рассмотренные нами общие принципы работы генератора высокой частоты становятся во многом несправедливыми при переходе к сверхвысоким частотам. Причиной этого прежде всего является время пролета электронов между электродами лампы. Оказывается, что для сверхвысоких частот электроны летят слишком медленно!

Как показывают вычисления, время пролета электронов в обычной электронной лампе составляет около 10^{-9} сек. Для частоты колебаний 1 *мггц* время пролета составляет всего 0,001 долю периода колебаний. Однако для сверхвысокой частоты 3 000 *мггц* это время пролета равно уже грем периодам колебаний. Очевидно, что для таких частот рассмотренная схема генератора непригодна, так как сетка в этом случае перестает управлять электронным потоком. Электроны, пролетевшие сетку при определенном напряжении на ней, будут продолжать лететь к аноду в течение времени, за которое на сетке произойдет три периода изменений напряжения. Вследствие этого лампа перестанет работать согласованно с колебаниями в контуре и пополнение энергии, а следовательно, и генерирование незатухающих колебаний становятся невозможными.

Время пролета является причиной еще одного явления, возникающего в лампе при сверхвысоких частотах. Оказывается, что в этом случае сеточный ток существует даже при достаточно большом отрицательном сеточном смещении. Чтобы разобраться в этом несколько необычном явлении, необходимо подробнее рассмотреть процесс прохождения тока в анодной цепи лампы.

Обычно считают, что анодный ток возникает с момента «прибытия» первых электронов на анод. На самом деле ток в лампе начинается уже в момент вылета электронов из катода и прекращается при их попадании на анод. Электроны, вылетающие из катода, индуцируют положительные заряды в металле (фиг. 7), и чем ближе электрон находится к электроду, тем больше положительных зарядов он притягивает к поверхности последнего. По мере продвижения электрона от катода к аноду число наведенных им на катоде положительных зарядов уменьшается, а на аноде



Фиг. 7. Наведение положительных зарядов на электродах диода при пролете электрона от катода к аноду.

Фиг. 8. Как проходит ток в цепи сетки при пролете электрона от катода к аноду.

возрастает. Это означает, что по внешней цепи (от катода к аноду) перемещаются положительные заряды (или от анода к катоду — электроны), т. е. появляется ток. Попадая на анод, электроны нейтрализуют наведенный ими положительный заряд и ток прекращается.

В трехэлектродной лампе во время полета электрона от катода к сетке в цепи последней наводится ток i_1 (фиг. 8). При движении электрона от сетки к аноду число зарядов, наводимых в ней, уменьшается. Это означает, что ток идет уже в обратном направлении (ток i_2). Для низких и высоких частот при отрицательном сеточном смещении число электронов, подходящих к сетке, равно числу электронов, пролетающих к аноду. Следовательно, ток i_1 равен току i_2, суммарный сеточный ток равен нулю. При сверхвысоких частотах получается иная картина. Пока электрон пролетит из участка катод — сетка в участок сетка — анод, напряжение на сетке успеет измениться, в результате чего ток i_1 не будет равен току i_2 и в цепи сетки появится ток. Потери

энергии контура за счет этого тока могут быть недопустимо большими.

Отметим еще некоторые «мелочи», обусловленные самой конструкцией лампы, которые становятся серьезным препятствием при работе на сверхвысоких частотах. Это прежде всего *междуэлектродные емкости*: емкости между катодом и сеткой, сеткой и анодом, катодом и анодом. Хотя величины этих емкостей обычно малы — порядка нескольких микромикрофарад, но при сверхвысоких частотах они уже сравнимы с величиной емкости контура (резонатора) и даже превышают ее. При сверхвысоких частотах начинает сказываться и *индуктивность выводов* лампы (особенно катодных), которая становится сравнимой с индуктивностью контура.

Итак, обычные электронные лампы не могут быть использованы в генераторах сверхвысоких частот по двум основным причинам: 1) время пролета электронов становится недопустимо большим по сравнению с периодом колебаний; 2) междуэлектродные емкости и индуктивность выводов лампы сравнимы с постоянными контурами или даже превышают их.

Время пролета электронов становится полезным

В 1932 г. советский ученый проф. Д. А. Рожанский предложил новый метод передачи энергии электронов колебательному контуру, получивший название *скоростной модуляции электронов*. Характерно, что в этом методе используется как раз основной недостаток обычных электронных ламп при сверхвысоких частотах — большое время пролета.

Принцип осуществления скоростной модуляции электронов иллюстрирует фиг. 9.

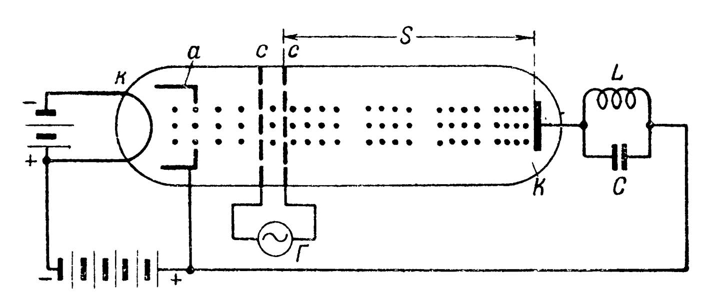
Предположим сначала, что контур LC замкнут накоротко.

Вылетая из катода $к$, электроны устремляются к аноду a и пролетают отверстие в нем с определенной скоростью v_0, зависящей от величины напряжения на аноде[1]. Пусть в то же время на сетки cc подается переменное напряжение от какого-либо генератора $Г$ так, что между сетками создается периодически изменяющееся электрическое поле. Тогда поток электронов, проходящий сквозь сетки, будет подвер-

[1] Сочетание катода с анодом (и вспомогательными фокусирующими электродами), в отверстие которого проходит с определенной скоростью узкий поток электронов, называют *электронной пушкой*.

гаться действию этого поля: электроны, пролетающие в положительный полупериод, будут ускоряться полем и вылетать со скоростью $v_0 + v$ (где v — добавочная скорость, приобретаемая электронами в поле); в отрицательный полупериод электроны будут тормозиться до скорости $v_0 - v$. Наконец, электроны, пролетевшие в момент, когда создаваемое генератором $Г$ поле равно нулю, покинут сетки с неизменной скоростью v_0.

Далее электроны движутся в пространстве, где отсутствует поле, так как улавливающий электрод (коллектор) $К$ имеет тот же потенциал, что и анод a. В этом пространстве



Фиг. 9. Скоростная модуляция электронов.

происходит «перестройка» электронов в потоке. Электроны, летящие со скоростью $v_0 + v$, будут постепенно нагонять электроны, ранее вылетевшие со скоростью v, последние же будут нагонять ранее вылетевшие со скоростью $v_0 - v$. В результате поток электронов разбивается на отдельные «сгустки». По мере продвижения к улавливающему электроду сгустки электронов сжимаются, плотность их возрастает. На определенном расстоянии S от сеток плотность сгустков становится максимальной, при дальнейшем движении быстрые электроны начинают уже перегонять медленные и сгустки расплываются. Таким образом, скоростная модуляция преобразует равномерный поток электронов в отдельные сгустки повышенной плотности, которые, попадая на коллектор $К$, отдают свою энергию. В результате во внешней цепи проходит ток в виде отдельных импульсов, частота которых практически совпадает с частотой переменного напряжения на модулирующих сетках cc. Если теперь включить во внешнюю цепь колебательный контур LC, настроенный на частоту импульсов тока, то в нем за счет энергии этих импульсов будут поддерживаться колебания.

Такое устройство является генератором с посторонним возбуждением, а также и усилителем, так как небольшие переменные напряжения на сетках *сс* вызывают в анодной цепи импульсы тока, поддерживающие в контуре колебания большей величины.

Желательно, конечно, чтобы импульсы тока были возможно более короткими и сильными. Поэтому коллектор выгодно помещать на расстоянии S от сеток, где сгустки электронов имеют максимальную плотность, т. е. расстоянии, на котором электроны успели бы сгруппироваться в плотные сгустки. Иначе говоря, время пролета электронов от сеток до коллектора должно быть достаточно большим (порядка нескольких периодов колебаний напряжения на сетках). Время же пролета электронов между сетками *сс* должно быть возможно меньшим по сравнению с периодом колебаний. Если, например, электроны летят от сетки к сетке в течение полупериода колебаний, то скоростная модуляция становится невозможной. Действительно, если электрон пролетает первую сетку в положительный полупериод, то он ускоряется. Долетев через полпериода до второй сетки, он будет уже тормозиться. Следовательно, скорость его уменьшится настолько же, насколько она увеличится вначале, т. е. электрон покинет сетки с такой же скоростью, с какой он к ним подошел. На основе метода скоростной модуляции были созданы различные типы ламп для сверхвысоких частот, получивших общее название *ламп со скоростной модуляцией.*

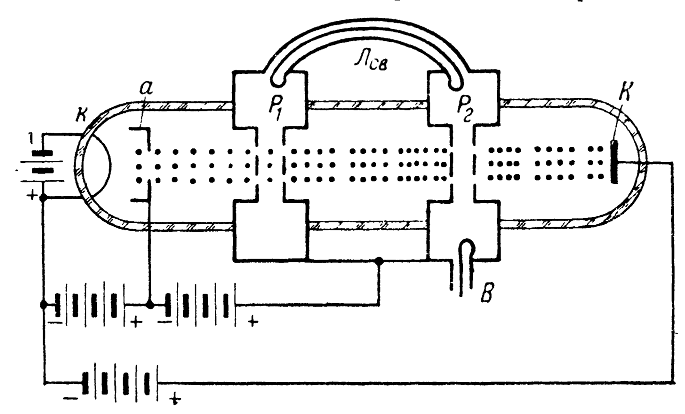
Лампа-генератор

В 1939 г. была создана технически пригодная лампа со скоростной модуляцией для генерации сверхвысоких частот, которую назвали *клистрон* [1]. Клистрон по существу является не только лампой, а генератором, так как колебательный контур является одной из его основных частей. В качестве контура в клистроне применен объемный резонатор типа, изображенного на фиг. 4. В центральной части этого резонатора вместо сплошных донышек *А-Б* помещены сетки.

На фиг. 10 показано принципиальное устройство двухконтурного клистрона-генератора. Как видно из фигуры, в клистроне имеется два одинаковых резонатора — входной P_1 и выходной P_2. Поток электронов проходит последо-

[1] От греческого слова „клизо", что обозначает прибой морских волн. Это название напоминает о сгустках электронов, „прибиваемых" друг за другом к электроду, как волны к берегу.

вательно через сетки входного и выходного резонаторов, которые электрически связаны друг с другом при помощи линии связи $Л_{св}$ (подобно катушке связи в генераторе высокой частоты), заканчивающейся петлями, входящими внутрь резонаторов. При прохождении потока электронов между сетками входного резонатора в нем возникнут колебания. Переменное электрическое поле между сетками этого резонатора модулирует по скорости пролетающие электроны. На пути до выходного резонатора происходит образование сгустков электронов, периодически прибывающих

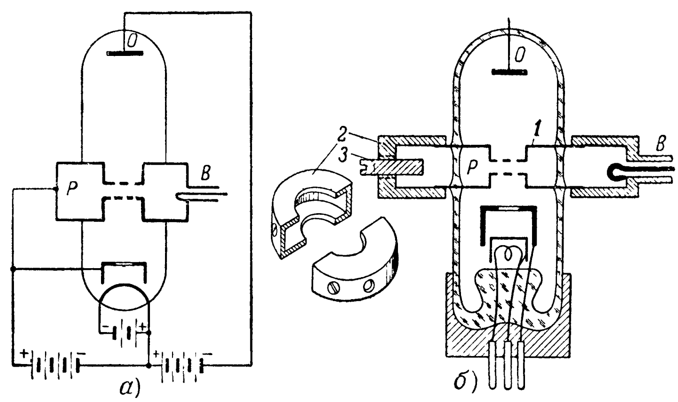


Фиг. 10. Принципиальное устройство клистрона-генератора.

к сеткам выходного резонатора. Для поддержания в последнем достаточно сильных незатухающих колебаний необходимо соблюдение двух условий: 1) сетки выходного резонатора должны быть расположены в месте максимального уплотнения сгустков электронов; 2) сгустки электронов должны пролетать между сетками выходного резонатора в моменты отрицательных полупериодов колебаний в нем. При выполнении этих условий между сетками будут пролетать наиболее плотные сгустки электронов, которые будут тормозиться полем, и их кинетическая энергия будет переходить в энергию поля, поддерживая незатухающие колебания в выходном резонаторе. Небольшая часть колебательной энергии передается по цепи связи во входной резонатор, вызывая в нем подобные же колебания. «Отработавшие» электроны вылетают из выходного резонатора с уменьшенной скоростью и попадают на коллектор *К*. Вывод электромагнитной энергии из резонатора производится цепью с петлей *В*.

Помимо двухконтурных клистронов, генерирующих колебания относительно большой мощности, широкое распространение получили маломощные одноконтурные клистроны.

На фиг. 11,*а* показано устройство одноконтурного отражательного клистрона, идея которого предложена в 1940 г. советским ученым В. Ф. Коваленко. Принцип действия такого клистрона заключается в следующем. Поток электронов пролетает между сетками резонатора *Р*, где модулируется по скорости. Пролетев сетки, электроны попадают в тормозящее электрическое поле, так как на отражательный электрод *О* подан отрицательный (по отношению к резонатору) потенциал. Электроны тормозятся до полной остановки и затем начинают двигаться в обратном направлении — «отражаются» к резонатору, подобно камню, брошенному вертикально вверх.



Фиг. 11. Отражательный клистрон-генератор.

Отражение электронов отнюдь не сказывается на процессе образования сгустков. Электроны покидают сетки резонатора с разными скоростями, но все они одинаково тормозятся на пути к отражателю и ускоряются на обратном пути. Поэтому различие в скоростях не изменяется. На всем пути от резонатора к отражателю и обратно происходит образование сгустков.

Если правильно подобрать условия движения электронов (расстояние резонатор — отражатель, напряжение на последнем и т. д.), то они возвращаются в резонатор уплотненными сгустками в моменты времени, когда поле между сетками является для них тормозящим, отдают часть энергии полю и тем самым поддерживают колебания в резонаторе.

Покинувшие резонатор замедленные электроны притягиваются к аноду или резонатору.

На фиг. 11,*б* схематически показан разрез одного из типов отражательных клистронов. Объемный резонатор отражательного клистрона состоит из двух частей: внутренней и внешней. Внутренняя часть *1* состоит из двух дисков с сетками. Края дисков впаяны в стенки стеклянного баллона и частично выходят наружу. К этим наружным частям прижимается внешняя часть *2* резонатора, собираемая обычно из двух половинок. Для изменения собственной частоты резонатора (и следовательно, частоты генерируемых колебаний) имеются настроечные винты *3* с цилиндрическим концом. Эти винты, входя в полость резонатора, уменьшают его объем и, следовательно, собственную частоту резонатора. Высокочастотная энергия выводится через вывод *В*.

Клистроны применяются для генерации волн от 10 *см* и короче. Уменьшая размеры резонатора и соответственно изменяя режим питания, удается изготовлять клистроны-генераторы вплоть до волн порядка нескольких миллиметров. Использование клистронов для генерации волн длиннее 10 *см* оказывается нецелесообразным, так как размеры клистронов становятся недопустимо большими, а эффективность их работы хуже, чем у обычных ламп.

Одним из основных недостатков клистронов является неполное использование энергии электронов. Электроны пролетают сетки резонатора в течение весьма короткого времени, тормозятся только частично и покидают резонатор, обладая еще значительной энергией. Более эффективное использование энергии электронов возможно в генераторах другого типа, к знакомству с которыми мы и переходим.

Магнитное поле управляет потоком электронов

В описанных до сих пор электронных лампах управление электронным потоком осуществлялось электрическим полем. Однако такое управление можно производить и магнитным полем.

Из физики известно, что если проводник, по которому проходит ток, поместить в магнитное поле перпендикулярно его силовым линиям, то возникает сила, вызывающая движение проводника. Направление действия этой силы (а следовательно, и движения проводника) перпендикулярно направлению тока и силовых линий магнитного поля. Так как ток представляет собой движение электронов, то, следовательно, магнитное поле должно оказывать влияние на

движение электронов. Опыт показывает, что если электрон движется перпендикулярно силовым линиям магнитного поля постоянной напряженности, то путь его будет искривляться. Если же скорость электрона и напряженность магнитного поля постоянны, то электрон будет описывать окружность. Магнитное поле только изменяет траекторию электрона, не изменяя его скорости. Поэтому кинетическая энергия электрона в магнитном поле не изменяется. Если скорость электрона увеличится, то роль отклоняющей силы будет сказываться в меньшей степени и радиус описываемой окружности увеличится. Если же увеличится магнитное поле, то вызываемая им отклоняющая сила возрастет и электрон будет описывать окружность меньшего радиуса. Таким образом, радиус r окружности, описываемой электроном, движущимся в равномерном магнитном поле, должен быть прямо пропорционален скорости v движения электрона и обратно пропорционален напряженности магнитного поля H, т. е.

$$r = \frac{mv}{cH},$$

где e и m — заряд и масса электрона.

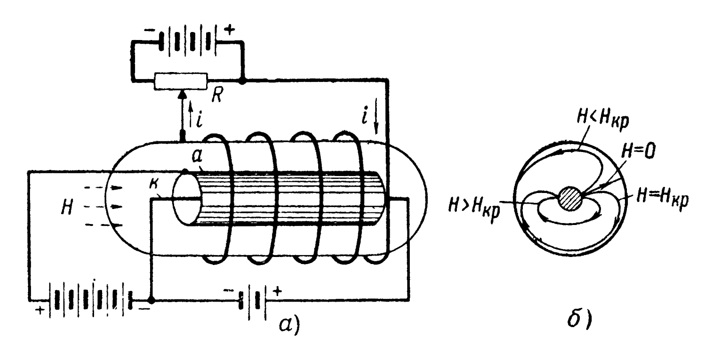
Время, в течение которого электрон опишет полную окружность, называют *периодом обращения электрона* $T_ц$. Его можно определить, поделив длину окружности, описываемой электроном, на его скорость. Это время не зависит от скорости электрона, так как во сколько раз возрастет его скорость, во столько же раз возрастет длина описываемой им окружности. Действительно,

$$T_ц = \frac{2\pi r}{v} = \frac{2\pi \frac{mv}{eH}}{v} = \frac{2\pi m}{eH}.$$

Итак, электрон, движущийся с постоянной скоростью перпендикулярно силовым линиям равномерного магнитного поля, описывает окружность, причем период обращения по окружности зависит только от напряженности магнитного поля; кинетическая энергия электрона при этом не изменяется. Эти два свойства и послужили основой для создания генераторов нового типа — *магнетронов*.

Прежде чем перейти к описанию таких генераторов, рассмотрим движение электрона в цилиндрическом диоде, помещенном в магнитное поле, направленное по оси цилиндра анода (фиг. 12,*а*). Магнитное поле создается током, прохо-

дящим через катушку, внутри которой помещен баллон диода. Электроны, вылетающие из катода, будут двигаться к аноду, ускоряясь электрическим полем, в то же время магнитное поле будет стремиться искривить их путь. Будем увеличивать напряженность магнитного поля. На фиг. 12,*б* показано, как при этом будут изменяться пути электронов. При слабом магнитном поле ($H < H_{кр}$) по мере приближения электрона к аноду скорость его возрастает, радиус



Фиг. 12. Цилиндрический диод, к которому приложено магнитное поле, направленное вдоль оси цилиндра, и пути электронов в нем при разных напряженностях H магнитного поля.

окружности, по которой закручивается его траектория, увеличивается и электрон попадает на анод. По мере увеличения напряженности магнитного поля траектория электрона искривляется все сильнее и при некотором значении напряженности, называемом *критическим*[1] ($H = H_{кр}$), электрон пройдет у самой поверхности анода, не попадая на него.

Повернув у анода, электрон далее движется по направлению к катоду, при этом он тормозится электрическим полем и скорость его уменьшается. Траектория электрона все более и более искривляется в сторону катода и, в конце концов он попадает на катод. При дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля ($H > H_{кр}$) электроны поворачивают к катоду все дальше от анода. Отметим, что, как это видно из фиг. 12,*б*, при напряженности магнитного поля,

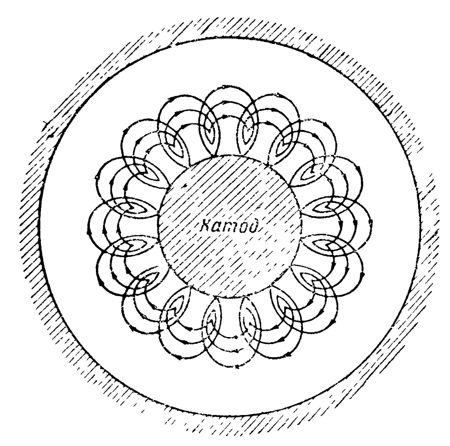
---

[1] Критическое значение напряженности поля зависит от анодного напряжения U_a и радиуса r_a цилиндра

$$H_{кр} = \frac{6,72\sqrt{U_a}}{r_a}.$$

равной или больше критической, электроны некоторое время летят параллельно аноду.

Электроны вылетают со всей поверхности катода и с различными скоростями. Поэтому они при $H > H_{кр}$ описывают кривые различных радиусов. В результате движения всех вылетающих из катода электронов вокруг последнего создается поток электронов (фиг. 13). Каждый электрон, пролетев некоторое время параллельно поверхности анода, поворачивает к катоду. Однако на его место подходят другие электроны, вылетевшие из других точек катода. В результате получается поток электронов в виде кольца, вращающегося вокруг катода. Этот электронный поток может быть использован для возбуждения и поддержания незатухающих колебаний высокой частоты.



Фиг. 13. „Электронное кольцо" вокруг катода цилиндрического диода при значении магнитного поля $H \geqslant H_{кр}$.

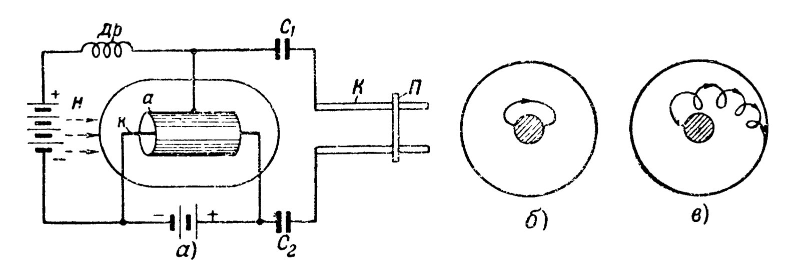
Магнетрон поддерживает колебания в контуре

За последние 20 лет были разработаны различные типы магнетронов, над созданием которых работало немало и советских ученых (М. Т. Грехова, В. И. Калинин, И. В. Бренев и др.).

Один из первых типов — *магнетрон со сплошным анодом* — представляет собой цилиндрический диод, к которому приложено магнитное поле, направленное вдоль оси цилиндра (фиг. 14,*а*). К аноду и катоду диода присоединен колебательный контур *К* в виде прямоугольного витка, собственная частота которого изменяется передвижением замыкающей перемычки *П*. Разделительные конденсаторы C_1 и C_2 не допускают замыкание батареи через контур. Дроссель *Др* является для высокочастотных токов большим сопротивлением и не допускает их утечку через батарею. Напряженность магнитного поля устанавливается несколько выше критической для данного анодного напряжения. Контур на-

страивается так, чтобы период его колебаний был равен периоду обращения электронов $T_ц$.

При возникновении в контуре колебаний к постоянному напряжению между анодом и катодом добавляется переменное напряжение от контура. Электроны, вылетающие из катода в положительный полупериод колебаний, получают дополнительное ускорение при своем движении к аноду, так как напряжение на нем несколько увеличится. В зависимости от величины этого переменного напряжения электроны либо попадут на анод, если напряжение достаточно велико, либо повернут обратно к катоду. Так как период коле-



Фиг. 14. Упрощенная схема генератора с магнетроном со сплошным анодом.

баний равен периоду обращения электронов, то их обратное движение происходит уже в отрицательный полупериод, когда направление поля изменится на противоположное, и поэтому электроны снова получают некоторое ускорение и попадут на катод (фиг. 14,*б*). Таким образом, в течение периода колебаний в контуре электроны совершают путь от катода к аноду и обратно, забирая энергию переменного поля. Электроны, вылетающие из катода в отрицательный полупериод, будут несколько тормозиться отрицательным переменным полем, отдавая ему свою энергию, скорость электронов несколько уменьшается, и они завернутся магнитным полем обратно, не доходя до анода. На обратном пути электроны будут снова тормозиться переменным полем (так как направление его изменится на противоположное), отдавая ему свою энергию. Вследствие уменьшения скорости электроны будут все сильнее заворачиваться магнитным полем и в результате, описав петлю, не доходя до катода, они начнут повторное движение (фиг. 14,*в*). Описывая петлю за петлей и постепенно отдавая свою энергию переменному полю, электроны с нулевой скоростью попадут на анод. Так как электроны первой группы отбирают энергию поля,

успевая сделать только один оборот, а электроны второй группы отдают энергию полю в течение нескольких оборотов, то контур получает больше энергии, чем отдает. Однако может случиться, что тормозимые электроны потеряют скорость, не успев дойти до анода. Тогда они начнут ускоряться переменным полем и отнимать от него энергию. Поэтому принимаются специальные меры для своевременного удаления таких «остановившихся» электронов из рабочего пространства. Для этой цели магнитное поле направляют под некоторым углом к оси цилиндра, а на торцах последнего устанавливают диски для улавливания электронов.

При помощи описанного магнетрона удается генерировать волны длиной до нескольких миллиметров. Однако, к. п. д. его очень невелик, основной причиной чего является описанное нарушение процесса отдачи энергии электронами переменному полю.

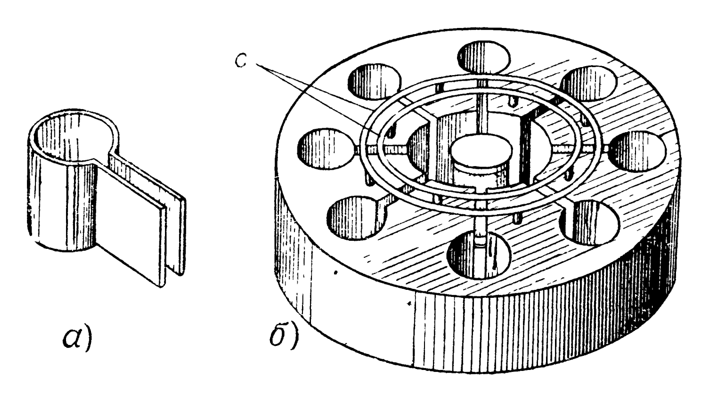
Перейдем теперь к описанию современного типа магнетрона — генератора сантиметровых волн.

Многорезонаторный магнетрон

В 1939 г. советские ученые Н. Ф. Алексеев, Д. Е. Маляров и В. М. Мухин на основе идеи М. А. Бонч-Бруевича предложили новый тип магнетрона с колебательными контурами в виде объемных резонаторов. На основе этого предложения были разработаны различные *многорезонаторные магнетроны*, генерирующие сантиметровые и миллиметровые волны большой мощности.

На фиг. 15,*а* показана одна из форм резонаторных полостей, применяемых в магнетронах этого типа. Если закрыть такую полость с торцов металлическими крышками, то получится объемный резонатор, индуктивность которого сосредоточена в его цилиндрической части, а емкость — в щели между плоскостями. Обычно такие полости вытачиваются в сплошном медном цилиндре — *анодном блоке*, как показано на фиг. 15,*б*. Токи сверхвысокой частоты проникают в глубь блока только на ничтожно малую глубину (1 *мкн* при 3 000 *мггц*), поэтому резонаторы электрически как бы изолированы друг от друга толщей металла. Щели полостей открыты во внутреннюю цилиндрическую полость, называемую *пространством взаимодействия*, в центре которой помещен катод в виде трубки (с внутренним подогревателем). Сверху и снизу анодный блок закрывается припаиваемыми к нему крышками. Внутри создается вакуум.

Пусть на анодный блок подано положительное напряжение, а магнитное поле направлено параллельно оси блока. Как мы говорили, при напряженности магнитного поля больше критической вокруг катода создается вращающийся поток электронов. Проходя мимо щелей резонаторов, этот поток будет возбуждать в резонаторах электромагнитные колебания, частота которых определяется размерами резонатора.

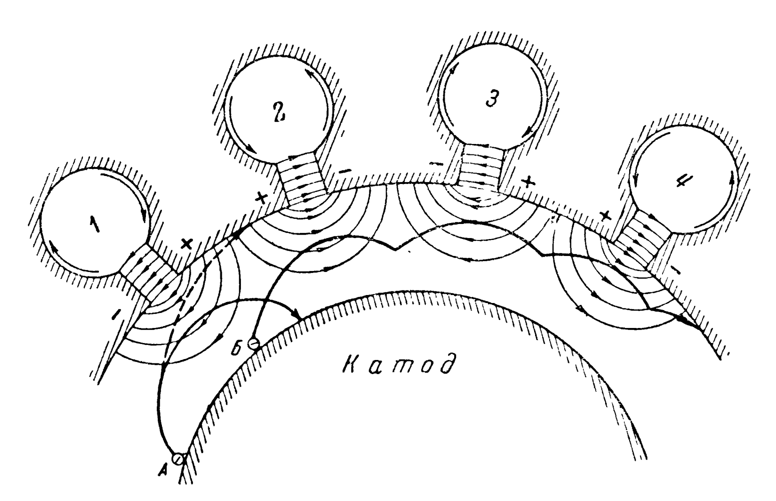


Фиг. 15. Анодный блок магнетрона.

Колебания в отдельных резонаторах могут быть сдвинуты по фазе на любую часть периода. Опыт показывает, что наиболее выгодным является такой режим работы генератора-магнетрона, когда колебания в соседних резонаторах сдвинуты по фазе на полпериода. Чтобы обеспечить такой режим, резонаторы соединяются через один металлическими проволочками — *связками* (*с* на фиг. 15,*а*).

Посмотрим, как поддерживаются незатухающие колебания в резонаторах за счет энергии потока электронов. Электрон, пролетающий мимо щели в тормозящем поле, будет отдавать часть своей энергии полю. Пролетая далее, он может повторно тормозиться у соседней щели, отдавая еще часть энергии, затем у следующей щели и т. д. Для осуществления такой последовательной отдачи энергии полю электрон должен пролететь мимо каждой щели в момент, когда ее поле будет тормозящим. Но в каждом резонаторе тормозящее поле повторяется через полпериода, следовательно, необходимо, чтобы электрон пролетал расстояние между щелями в течение полпериода, что определяется напряженностью магнитного поля и анодным напряжением.

На фиг. 16 показан путь электрона *Б*, который, вылетев из катода в момент t_1, попадает в тормозящее поле щели резонатора *2*. Благодаря уменьшению скорости электрон поворачивает к катоду и, не долетев до него, начинает повторное движение к аноду. Пусть период обращения $T_ц$ электрона равен периоду T колебаний в резонаторах. Тогда при повторном движении электрон пролетит мимо следующей щели *3* через полпериода $(t_1 + \frac{T}{2})$, когда поле у этой щели



Фиг. 16. Пути электронов в многорезонаторном магнетроне.

будет тоже тормозящим, затем у щели *4* в момент $t_1 + T$ и т. д. Таким образом, электрон будет отдавать энергию одному резонатору за другим при каждом обороте и, потеряв всю энергию, притянется к аноду. Поскольку энергия получена электронами от источника постоянного тока (питание анода) и отдана высокочастотному полю, то происходит преобразование энергии источника тока в высокочастотную.

Электрон *А*, попадающий в ускоряющее поле какой-либо щели (щель *1* на фиг. 16), увеличит скорость и завернет на катод. Следует отметить, что эти электроны падают на катод с некоторой скоростью и под их ударами катод нагревается. Нагрев может быть столь большим, что катод продолжает испускать электроны и при выключении тока накала.

Итак, электроны, тормозимые высокочастотным полем, отдают ему энергию в течение нескольких оборотов, уско-

ряемые же электроны отбирают энергию у поля только в течение одного оборота. Следовательно, резонаторы получают больше энергии, чем ее отдают. Поэтому в них поддерживаются незатухающие колебания[1].

Описанный процесс передачи энергии электронов высокочастотному полю будет происходить только в том случае, если напряженность магнитного поля выше критической. Действительно, если напряженность поля равна критическому значению, то электрон, вылетевший из катода, будет пролетать вблизи поверхности анода (фиг. 14,*б*). Поэтому, отдав энергию у одной щели, он при следующем обороте попадет на анод. Следовательно, как ускоряемые, так и тормозимые электроны будут взаимодействовать с высокочастотным полем только в течение одного периода. Резонаторы получают столько же энергии, сколько ее отдают.

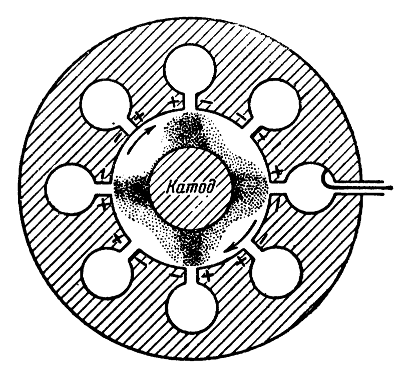
Более подробное рассмотрение процессов в пространстве взаимодействия показывает, что электроны в нем группируются подобно тому, как это происходит в клистроне. Процесс группирования происходит следующим образом. Электроны, ускоряемые высокочастотным полем, после одного оборота возвращаются на катод. Поэтому напротив щелей, у которых в данный момент существует ускоряющее поле, электронов меньше, а против щелей, у которых в данный момент тормозящее, электронов больше. Таким образом поток электронов принимает форму «спиц», как показано на фиг. 17. Через каждый полупериод направление поля в резонаторах изменяется на противоположное и «спицы» перемещаются на один резонатор. Каждая «спица» вращающегося электронного потока, отдавая полю энергию, поддерживает колебания последовательно в нескольких резонаторах.

Частота колебаний, генерируемых магнетроном, определяется в первую очередь размерами резонаторов. Помимо этого, она зависит от режима генератора, т. е. от величины H и U_a и, наконец, от числа резонаторов в анодном блоке. Теория показывает, что чем выше частота генерируемых магнетроном колебаний, тем сильнее требуется магнитное поле и тем большее число резонаторов должно быть в анодном блоке.

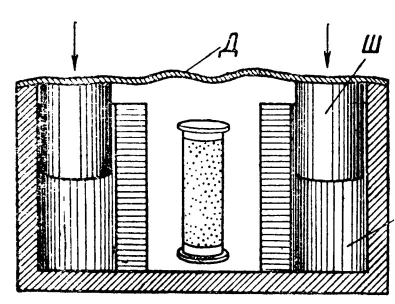
---

[1] Описанный процесс похож на то, что происходит в магнетроне со сплошным анодом. Однако там электроны взаимодействовали с высокочастотным полем, направленным по радиусу цилиндра анода. В данном же случае на электроны действует высокочастотное поле, параллельное поверхности анода, т. е. вокруг катода.

В небольших пределах можно плавно изменять собственную частоту резонаторов. Один из способов такой настройки резонаторов показан на фиг. 18. Верхняя крышка анодного блока изготовляется в виде упругой диафрагмы *Д*, к которой с внутренней стороны прикреплены штыри *Ш*, входящие в цилиндрические части резонаторов *Р*. Вдвигая штыри, изменяют объем резонаторов *Р*, а следовательно, их собственную частоту. На фиг. 19 показан общий вид конструкции одного из типов многорезонаторного магнетрона. Выводы от нити накала сделаны через штуцеры со стеклянными колпаками, через один из которых производится откачка



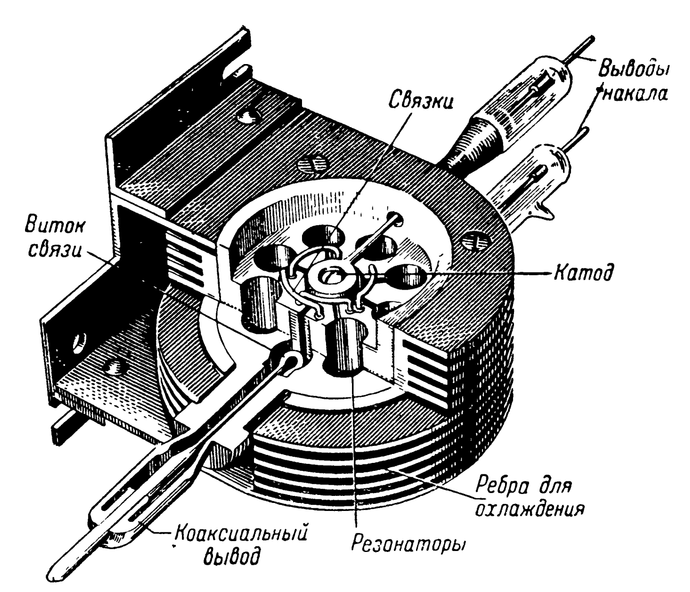
Фиг. 17. Группирование электронов в многорезонаторном магнетроне.



Фиг. 18. Изменение частоты колебаний магнетрона при помощи вдвигания штырей в цилиндрическую часть резонатора.

магнетрона. Энергия выводится через коаксиальный вывод при помощи петли, помещенной в один из резонаторов. Хотя вывод сделан из одного резонатора, но фактически энергия выводится из всего магнетрона, так как резонаторы связаны друг с другом полями. Во время работы магнетрона анодный блок его нагревается, поэтому для охлаждения применяется ребристый радиатор. Магнитное поле создается постоянным магнитом, изготовленным из специальных сплавов.

Описанный тип магнетрона применяется обычно в импульсном режиме. Анодное напряжение подается кратковременными импульсами порядка миллионных долей секунды. Мощность высокочастотных колебаний при импульсной работе достигает весьма больших величин. Так, например, генераторы волн длиной 10 *см* отдают мощность до 4 000 *квт* в течение импульса (средняя мощность порядка 1 *квт*).



Фиг. 19. Конструкция многорезонаторного магнетрона.

В настоящее время изготовляют магнетроны для волн 10 *см*, 3 *см* и даже несколько миллиметров. Разработаны магнетроны и для непрерывной генерации, однако мощность их меньше, чем импульсных.

Лампа с бегущей волной

Мы рассматривали до сих пор приборы, в которых электроны взаимодействуют с полем в течение короткого времени: в клистроне это взаимодействие однократно, в магнетроне — многократно. Однако возможно и непрерывное взаимодействие электронов с полем волны.

Одним из примеров осуществления такого взаимодействия является *лампа с бегущей волной*. В этой лампе электронный поток взаимодействует с электрическим полем волны, распространяющейся в том же направлении и приблизительно с той же скоростью, что и электроны. При таком одновременном перемещении электроны, находящиеся в тормозящем поле, будут непрерывно отдавать ему энергию.

Как же заставить волну распространяться с такой же скоростью, что и электроны? Даже при ускоряющем напряжении 2 000—3 000 *в* скорость электронов не превышает 0,1 скорости света, электромагнитные же волны распростра-

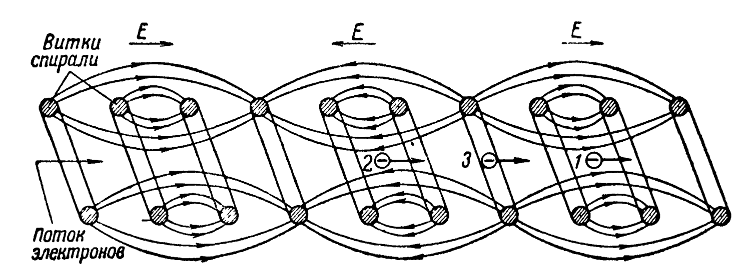
няются со скоростью света. Следовательно, необходимо замедлить скорость волн хотя бы в 10 раз. Такое замедление осуществляется в лампе при помощи спирального проводника.

Электромагнитная волна распространяется по виткам спирали со скоростью света. Однако вдоль оси спирали поле перемещается во столько раз медленнее, во сколько раз шаг спирали короче длины витка:

$$\frac{v_0}{c} = \frac{l}{2\pi r},$$

где v_0 — скорость поля по оси;
c — скорость света;
l — шаг спирали (расстояние между витками);
r — радиус витка.

Механизм взаимодействия электронов с полем в лампе бегущей волны еще не совсем выяснен, но в общих чертах он состоит в следующем. По оси спирали движется поток электронов с такой же скоростью, с какой перемещается

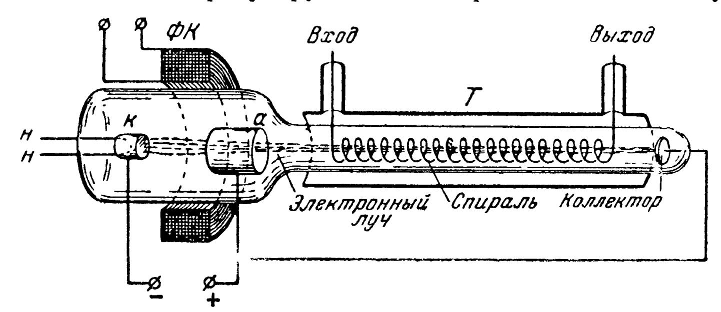


Фиг. 20. Взаимодействие электронов с электрическим полем в лампе с бегущей волной.

вдоль оси и электрическое поле волны. На фиг. 20 показано мгновенное распределение силовых линий электрического поля вдоль спирали. Скорость электронов, движущихся в ускоряющей области *2* поля волны, будет непрерывно возрастать, в замедляющей *1* — уменьшаться; в области же *3*, где поле равно нулю, они не изменят своей начальной скорости. Вследствие такого изменения скорости электронов они будут непрерывно группироваться, и сгустки электронов, движущиеся вдоль оси спирали, будут взаимодействовать с полем, отдавая ему энергию. Следует отметить, что в отличие от клистрона здесь процессы группирования и

передачи энергии полю происходят нераздельно. При определенном соотношении между размерами спирали и скоростью потока электронов последние отдают полю волны больше энергии, чем отбирают от него. Поэтому амплитуда движущейся по спирали волны постепенно возрастает.

Лампа с бегущей волной впервые была разработана для усиления сантиметровых волн. На фиг. 21 показана упрощенная схема такой усилительной лампы. Электронный пучок создается электронной пушкой, состоящей из катода *к*, анода *А* и фокусирующей электронный поток катуш-



Фиг. 21. Принцип устройства лампы с бегущей волной.

ки *ФК*. Электромагнитные волны от входа лампы распространяются по спирали вдоль оси цилиндра *Т*. Взаимодействуя с электронами, поля волны постепенно возрастают и выходят через выход с возрастающей амплитудой.

Усиление, даваемое такой лампой, сравнительно невелико. Например, лампа со спиралью из 420 витков длиной 60 *см* при ускоряющем напряжении 2 000 *в* усиливает мощность волн длиной 9 *см* в 14 раз.

В настоящее время лампы с бегущей волной применяются и в качестве генераторов сантиметровых волн.

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Следуя намеченной общей схеме радиопередающего устройства, мы перейдем теперь к следующему элементу — цепи связи генератора с антенной. Мы рассмотрим характер и способы передачи электромагнитной энергии от генератора к антенне или какой-либо другой нагрузке.

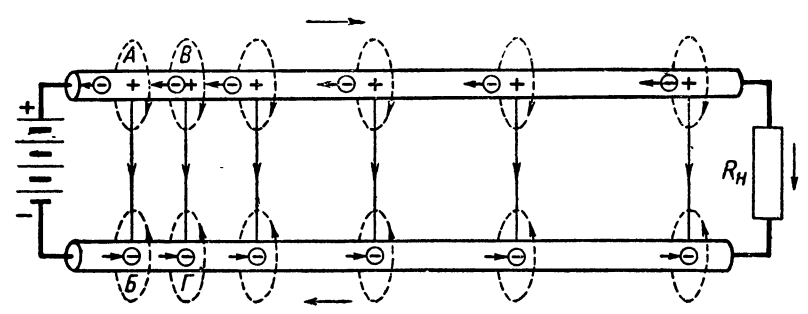
При переходе к сверхвысоким частотам размеры цепей становятся сравнимыми с длиной волны. Благодаря этому

значительно изменяется не только техника, но и сами представления о процессах передачи энергии. Нам придется более подробно рассмотреть эти процессы, подходя к их выяснению издалека, от более простых представлений.

Как передается по проводам электромагнитная энергия

Когда мы соединяем проводами генератор с каким-либо нагрузочным сопротивлением, то нас интересуют два вопроса: 1) как передается по этим проводам энергия от генератора к нагрузочному сопротивлению; 2) при каких условиях генератор выделяет в нагрузочном сопротивлении максимальную мощность.

Рассмотрим сначала первый вопрос, причем для простоты и наглядности начнем с постоянного тока. Соединим



Фиг. 22. Электромагнитное поле в двухпроводной линии постоянного тока.

электрическую батарею с нагрузочным сопротивлением *двухпроводной линией* с воздушной изоляцией (фиг. 22).

Известно, что электрический ток в металлических проводниках представляет собой упорядоченное движение электронов под действием электрического напряжения. Скорость движения электронов невелика — порядка долей миллиметра в секунду. С другой стороны, мы знаем, что ток распространяется с огромной скоростью (300 000 *км/сек*). Стоит только включить батарею в начале линии, как сейчас же зажжется лампочка, присоединенная в конце ее. Как же объяснить это несоответствие? Дело в том, что с такой скоростью распространяется в линии не ток, а электрическое и магнитное поля.

При включении батареи в линию передачи электрическое поле почти мгновенно распространяется вдоль нее до нагрузочного сопротивления $R_н$. Под действием этого поля

электроны в проводах почти одновременно переместятся во всех участках провода, перемещение же электронов — электрический ток — вызовет появление вокруг проводников магнитного поля.

Рассмотрим подробнее этот процесс. Электрическое поле вызовет перемещение электронов вначале в участках проводов, ближайших к полюсам батареи. Из участка *А* электроны переместятся к положительному полюсу батареи, следовательно, на этом участке создается недостаток электронов (положительный заряд). К участку *Б* перейдут электроны из отрицательного полюса батареи и здесь возникнет отрицательный заряд. Между этими заряженными участками возникнет электрическое поле, силовые линии которого направлены от положительных зарядов к отрицательным. Так как перемещение электронов представляет электрический ток, то на этих же участках возникнет магнитное поле, силовые линии которого замыкаются вокруг проводов. Описанный процесс повторится на соседних участках *В* и *Г* и будет распространяться далее вдоль линии. Таким образом, вдоль линии распространяется электрическое поле, создающее напряжение между проводами и вызывающее перемещение зарядов — ток и создаваемое током магнитное поле. Так как провода обладают некоторым сопротивлением, то на продвижение зарядов затрачивается некоторая часть энергии, переносимой полями, и поэтому электрическое и магнитное поля постепенно убывают вдоль линии (на фиг. 22 это показано уменьшающейся густотой силовых линий). Распространяясь вдоль линии, поля достигнут нагрузочного сопротивления, и процесс примет *установившийся характер*; в цепи установится постоянный ток, величина которого зависит от напряжения батареи и сопротивления нагрузки и линии, т. е. энергия будет непрерывно переноситься полями от батареи к нагрузочному сопротивлению.

Рассмотрим теперь, при каких условиях источник тока отдает нагрузочному сопротивлению максимально возможную мощность. Как известно из электротехники, источник отдает в нагрузочное сопротивление $R_н$ максимальную мощность, когда оно равно сопротивлению r источника тока и проводов, т. е. когда $R_н = r$. Мощность (называемая *номинальной*) в нагрузочном сопротивлении в этом случае равна

$$P_{макс} = \frac{E^2}{4R_н},$$

где E — э. д. с. источника тока.

При этом к. п. д. генератора равен 50%, т. е. 50% мощности генератора выделяются в полезном нагрузочном сопротивлении и 50% — в сопротивлении самого генератора и в подводящих проводах.

Вдоль линии распространяются электромагнитные волны

Допустим, что к генератору переменного тока присоединена двухпроводная линия бесконечной длины. Пусть, далее, напряжение генератора $U_Г$ изменяется во времени t по синусоидальному закону:

$$U_Г = U_m \sin 2\pi f t = U_m \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

где U_m — амплитуда напряжения генератора;
f — частота колебаний напряжения;
T — период колебаний.

Очевидно, что по такому же закону будет изменяться и электрическое поле E в начале линии:

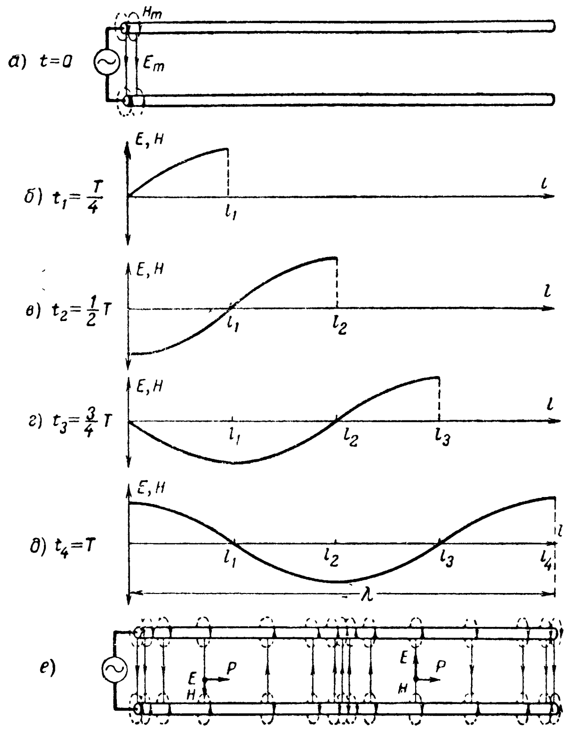
$$E = E_m \sin 2\pi f t,$$

где E_m — амплитуда электрического поля.

Рассмотрим, как будет распространяться это поле вдоль линии.

Пусть генератор включен в линию в момент времени t_0, когда его напряжение максимально. Между проводами в месте присоединения генератора возникнет максимальное электрическое поле. Одновременно с возникновением электрического поля произойдет перемещение зарядов в проводах, и вокруг них появится соответствующее магнитное поле H_m (фиг. 23,*а*). Электрическое и магнитное поля будут распространяться вдоль линии одновременно, и каждая фаза периодически изменяющегося в начале линии поля повторяется в любой ее точке с запаздыванием на время $\frac{l}{v}$, необходимое для распространения поля до этой точки (l — расстояние вдоль линии до данной точки; v — скорость распространения полей). Через четверть периода $\frac{T}{4}$ колебаний напряжения генератора максимальная фаза поля распространится на расстояние l_1 от начала линии, и распределение электрического и магнитного полей примет вид, показанный графически на фиг. 23,*б*. С течением времени изме-

няющееся в начале линии поле будет распространяться вдоль нее все далее и далее. На фиг. 23,*в*, *г* и *д* приведены графики распределения поля через $\frac{T}{2}$, $\frac{3}{4}T$ и T после начала колебаний, а на фиг. 23,*е* показан «моментальный снимок» распределения силовых линий электрического и маг-



Фиг. 23. Мгновенное распределение электрического и магнитного полей вдоль бесконечной двухпроводной линии.

нитного полей вдоль линии к моменту T. Различная интенсивность полей показана разной густотой линий.

График фиг. 23 показывает, что синусоидальное изменение во времени полей в начале линии приводит к синусоидальному изменению их по длине линии. В каждой точке линии в данный момент времени t значение полей определяется соотношениями

$$E_l = E_m \sin 2\pi f\left(t - \frac{l}{v}\right)$$

и

$$H_l = H_m \sin 2\pi f \left(t - \frac{l}{v}\right),$$

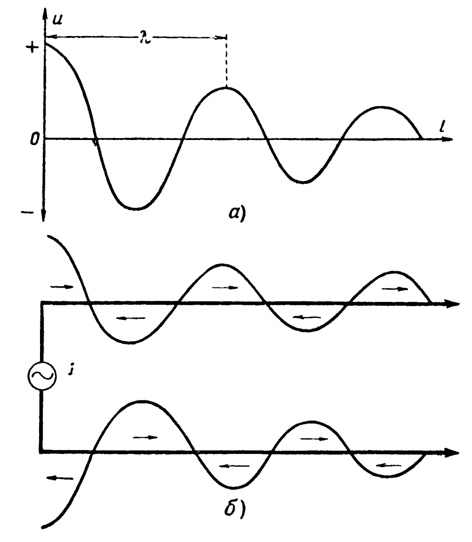
где E_m и H_m — амплитуды полей;

l — расстояние от начала линии до рассматриваемой точки;

v — скорость распространения полей.

Это говорит о том, что вдоль линии распространяются периодически изменяющиеся электромагнитные поля, т. е. электромагнитные волны, провода как бы „направляют" вдоль линии волны, создаваемые генератором.

Расстояние, проходимое любой фазой волны в течение периода, называется длиной волны λ (фиг. 23,*д*).



Фиг. 24. Мгновенное распределение напряжения и тока в бесконечной однородной линии с потерями.

Процесс распространения волн вдоль двухпроводной линии напоминает распространение в пространстве волн от колеблющихся зарядов: силовые линии электрического и магнитного полей здесь также перпендикулярны друг к другу и направлению распространения. Волны с такими направлениями полей называют *поперечными электромагнитными волнами* и обозначают *ТЕМ*.

Значения напряжения и тока в любой точке линии определяются значениями полей волны, дошедшей до этой точки в данный момент времени, т. е. вдоль линии распространяются изменяющиеся в фазе «волна напряжения» и «волна тока» (фиг. 24).

Ввиду потерь в сопротивлении проводов (энергия, переносимая волнами, постепенно рассеивается в линии) амплитуды волн убывают.

Итак, мы видим, что в любой момент времени переменное напряжение и ток неравномерно распределены вдоль линии. Однако это становится заметным только при очень высоких частотах, когда длина волны сравнима с размерами применяемой линии. При частоте 50 *гц*, когда длина волны равна 6 000 *км*, эта неравномерность распределения не сказывается даже в линиях длиной в несколько километров.

При частоте 30 *мггц* ($\lambda = 10$ *м*) неравномерность распределения будет заметной уже в линии длиной в несколько метров. При сверхвысоких частотах практически любой участок цепи сравним с длиной волны, и явление неравномерности полей, токов и напряжений становится весьма существенным фактором.

Мы рассмотрели в общих чертах процесс распространения энергии высокой частоты по двухпроводной линии. Теперь перейдем к выяснению вопроса о том, при каких условиях можно передать по такой линии максимально возможную мощность от генератора к нагрузке.

Прежде чем решить этот вопрос, нам придется предварительно познакомиться с некоторыми новыми понятиями, касающимися двухпроводной линии, рассмотреть ряд ее особенностей.

Волновое сопротивление двухпроводной линии

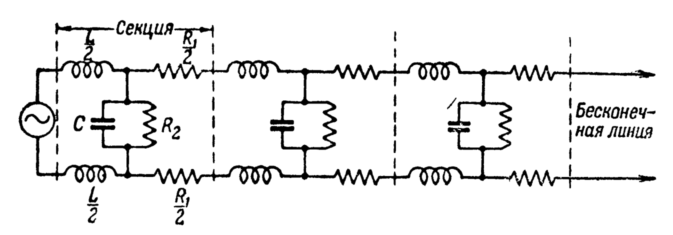
Бесконечная двухпроводная линия оказывает генератору сопротивление, которое называют *входным сопротивлением линии*. Выясним величину и характер этого сопротивления.

При определении входного сопротивления линии необходимо учитывать не только сопротивление проводов и возможность утечки тока между ними (из-за несовершенства изоляции), но также индуктивное и емкостное сопротивление линии [1]. Так как энергия генератора передается по ли-

---

[1] Напомним, что индуктивное сопротивление $X_L = 2\pi f L$, а емкостное сопротивление $X_C = \frac{1}{2\pi f C}$.

нии в виде волн от точки к точке, то можно рассматривать все эти сопротивления не для всей линии сразу, а для любого ее малого участка, т. е. рассматривать *распределенные постоянные линии*. Любой сколь угодно малый участок линии обладает некоторым сопротивлением, на нем имеется также некоторая утечка тока между проводами, т. е. каждый участок линии обладает *сопротивлением утечки*. На любом участке линии между проводами имеется некоторая емкость и, наконец, любой малый отрезок провода линии обладает индуктивностью. Чтобы показать наличие всех этих распределенных постоянных, линию изображают в виде ряда последовательно соединенных секций, каждая из кото-



Фиг. 25. Изображение двухпроводной линии в виде секций с сосредоточенными постоянными.

рых представляет небольшой участок (фиг. 25). Распределенные постоянные представлены в секциях в виде элементарных сосредоточенных постоянных: емкости — в виде конденсатора C, индуктивности L — в виде двух катушек с индуктивностью по $\frac{L}{2}$ каждая, сопротивления проводов R_1 из двух сопротивлений по $\frac{R_1}{2}$ и сопротивления утечки между проводами R_2. Будем считать, что *линия однородна*, т. е. материал проводов однороден, диаметры их одинаковы и расстояние между ними неизменно по всей длине, тогда распределенные постоянные такой линии одинаковы во всех ее участках. При достаточно большом числе секций входное сопротивление линии достигает определенной величины, зависящей только от значений ее распределенных постоянных, которые вычисляются обычно на единицу длины линии (например, C в фарадах на метр и т. д.). Дальнейшее прибавление секций почти не изменяет значения входного сопротивления.

Входное полное сопротивление бесконечной линии называют *волновым или характеристическим сопротивлением* Z_0.

В общем случае вычисление волнового сопротивления довольно сложно. Но при сверхвысоких частотах распределенное индуктивное сопротивление значительно превышает активное сопротивление R_1, а емкостное — значительно меньше сопротивления утечки R_2, поэтому величинами R_1 и R_2 линии можно пренебречь и рассматривать ее как *линию, не имеющую потерь*. Тогда волновое сопротивление однородной линии без потерь будет носить чисто активный характер и зависит только от значений L и C:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}},$$

где Z_0 — волновое сопротивление, *ом*;
L — значение распределенной индуктивности, *гн*;
C — значение распределенной емкости, *ф*.

Волновое сопротивление можно выразить и через ток и напряжение, взятые оба в любой одной и той же точке линии:

$$Z_0 = \frac{u}{i}.$$

Подобное же соотношение имеет место и для полей:

$$Z_0 = \frac{E}{H}.$$

Скорость распространения волн вдоль линии также зависит только от распределенных емкостей C и индуктивности L и определяется формулой

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Оказывается, что для любой двухпроводной линии без потерь и с воздушной изоляцией эта скорость равна 300 000 *км/сек*, т. е. равна скорости света.

Разорвем бесконечную линию на любом расстоянии от генератора и присоединим к ней сопротивление, равное волновому. Очевидно, что это сопротивление будет заменять «отрезанную» бесконечную часть линии, поэтому и входное сопротивление линии, нагруженной сопротивлением, равным волновому, будет таким же, как и у бесконечной линии, т. е. будет равно волновому сопротивлению.

Таким образом, *линия любой длины, нагруженная сопротивлением, равным волновому, обладает свойствами беско-*

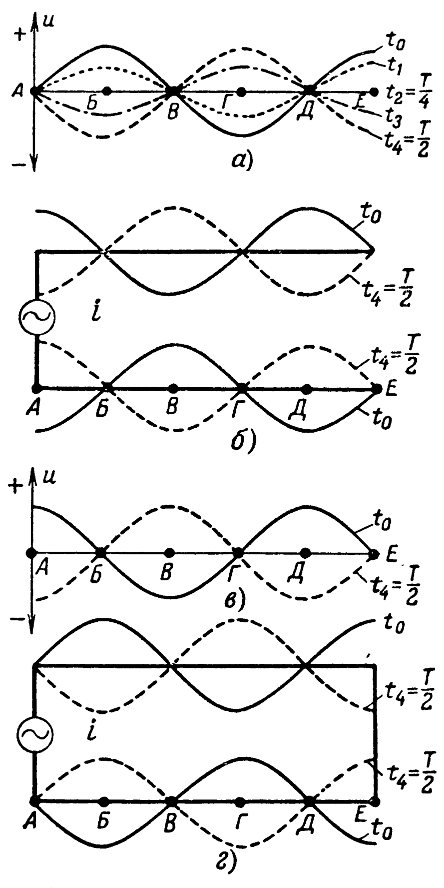
нечной линии. Такая нагрузка называется *согласованной с линией.* В линии с согласованной нагрузкой электромагнитные волны распространяются, как и в бесконечной линии, только в одном направлении — от генератора вдоль линии, или, как говорят, в линии распространяются *бегущие волны.* Энергия, переносимая волнами, полностью поглощается в нагрузочном сопротивлении (если, конечно, пренебречь сопротивлением проводов в линии).

Отраженные и стоячие волны в линии

Пусть генератор посылает электромагнитные волны в линию без потерь, разомкнутую на конце. Пока волна движется вдоль линии, ее электрическое и магнитное поля (а следовательно, напряжение и ток) изменяются в фазе. У открытого конца линии ток прекращается, и исчезает создаваемое им магнитное поле. Энергия магнитного поля переходит в энергию электрического поля, что проявляется в подъеме напряжения на конце линии. Другими словами, ток и напряжение у открытого конца линии сдвинуты по фазе на четверть периода (ток равен нулю, напряжение максимально). Добавочное напряжение находится в фазе с первоначальным и действует как новый «генератор», посылающий *отраженную волну* навстречу первоначальной (*падающей*).

В любой момент времени в каждой точке линии отраженная и падающая волна складываются или вычитаются (если они противоположны по фазе) и в результате в линии образуются *стоячие волны* напряжения и тока (фиг. 26,*а* и *б*). Из сравнения фиг. 26 с фиг. 24 видно, что в то время как в бесконечной линии максимумы и минимумы напряжения одновременно движутся вправо вдоль линии, в случае стоячих волн максимумы и минимумы как бы «привязаны» к определенным точкам линии. Точки, в которых напряжение всегда равно нулю (*А*, *В* и *Д* на фиг. 26,*а*), называют *узлами напряжения*, а точки, где напряжение периодически достигает максимального значения (*Б*, *Г* и *Е*), называют *пучностями напряжения.* Во всех промежуточных точках величина и знак напряжения периодически изменяются в определенных для каждой точки пределах. В начальный момент времени (t_0) распределение на фиг. 26,*а* изображается сплошной линией. В последующие моменты (t_1, t_2, t_3 и t_4) оно изображается пунктирными линиями. Кривая t_4 соответствует распределению через полупериод после начала колебаний.

Наглядное представление об изменении напряжения в стоячей волне может дать следующий простой опыт. Изогните проволоку по форме синусоиды и, поместив ее между источником света и стеной, вращайте вокруг оси. Изменение тени проволоки на стене будет подобно изменению напряжения[1].



Фиг. 26. Мгновенное распределение стоячих волн в линии, разомкнутой и замкнутой на конце.

Ток в линии изменяется подобно напряжению (фиг. 26,*б*), но здесь узлы тока находятся в точках пучностей напряжения, а пучности тока — в точках узлов напряжения. Таким образом, ток и напряжение в линии сдвинуты по фазе на четверть периода.

В линии, замкнутой на конце, также образуются стоячие волны, но на конце такой линии сопротивление ничтожно мало и, следовательно, ток максимален, а напряжение близко к нулю, энергия электрического поля переходит в магнитную. Возникает отраженная волна, напряжение которой на конце линии противоположно по фазе напряжению падающей волны. Узлы и пучности напряжения и тока в такой линии поменяются местами по сравнению с разомкнутой линией (фиг. 26,*в* и *г*).

Отражение, а следовательно, и стоячие волны возникают

---

[1] Подобным же образом можно иллюстрировать распространение бегущей волны, наблюдая изменение тени от спирали, вращающейся вокруг оси.

в любой линии, нагруженной сопротивлением, не равным волновому сопротивлению линии, и вообще при всякой неоднородности в линии. Амплитуда отраженной волны и ее фаза зависят от соотношения между сопротивлением нагрузки $Z_н$ и волновым сопротивлением линии Z_0. Отношение амплитуды напряжения отраженной волны U_0 к амплитуде падающей $U_п$ называют *коэффициентом отражения* p. Теория показывает, что

$$p = \frac{U_0}{U_п} = \frac{Z_н - Z_0}{Z_н + Z_0}.$$

Посмотрим, чему равен коэффициент отражения для рассмотренных случаев.

1. Если нагрузка согласована с линией, то $Z_н = Z_0$ и $p = 0$ (отражения нет).

2. Если линия разомкнута, то $Z_н$ очень велико и $p \approx 1$ (полное отражение). Напряжение отраженной волны совпадает по фазе с напряжением падающей и амплитуды их равны; токи находятся в противоположных фазах.

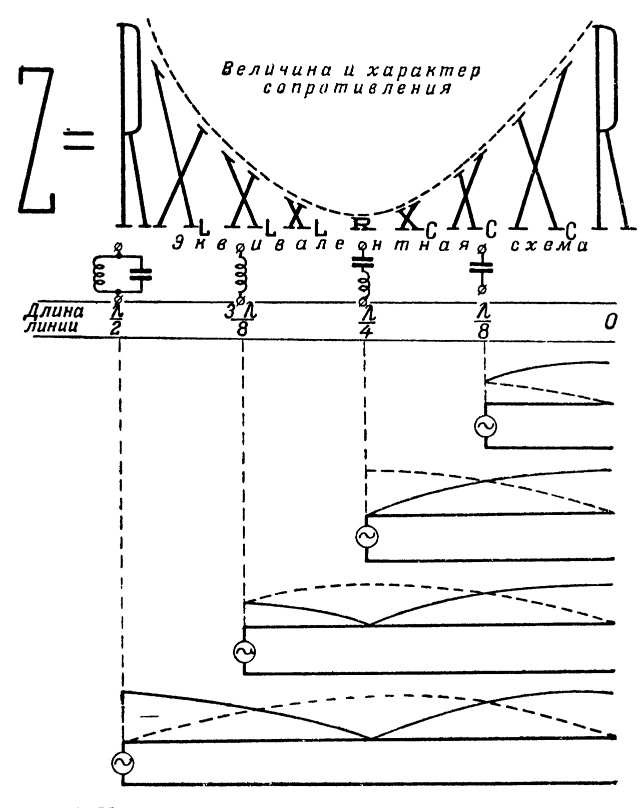
3. Если линия накоротко замкнута, то $Z_н$ близко к нулю и $p \approx -1$ (полное отражение). Отраженная волна напряжения противоположна по фазе падающей волне напряжения, а токи находятся в фазе.

Для любого нагрузочного активного сопротивления, не равного волновому, можно установить следующее правило: если $Z_н$ больше Z_0, то напряжение отраженной волны меньше падающей и совпадает по фазе с напряжением падающей волны; если $Z_н$ меньше Z_0, то напряжение отраженной волны меньше падающей и противоположно по фазе падающей волне.

Аналогичные рассуждения можно, конечно, провести и для электрического и магнитного полей.

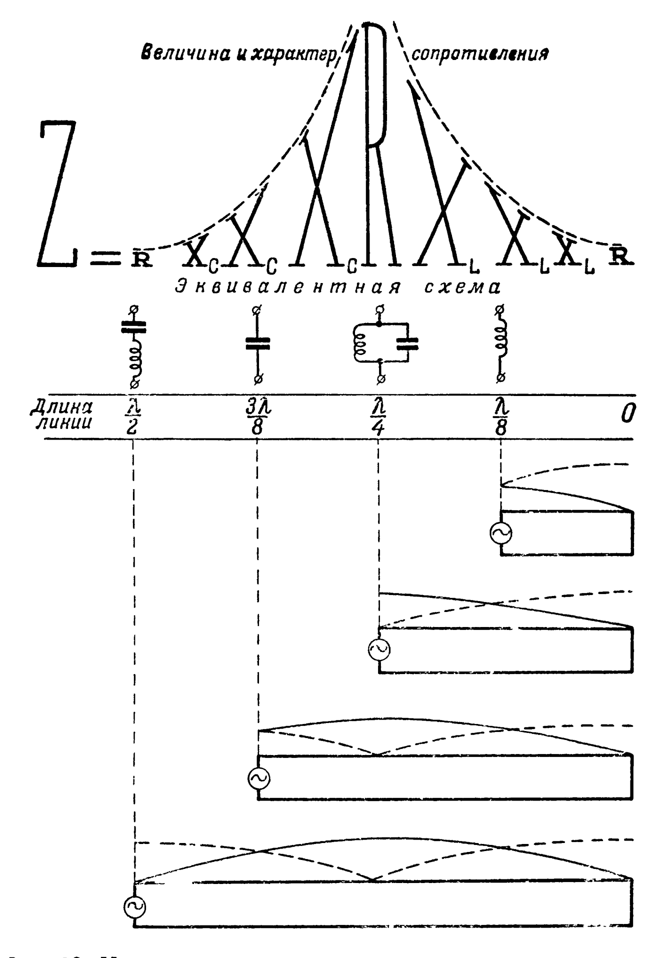
Большой интерес для практики представляют так называемые *резонирующие линии*. Это—линии, разомкнутые или замкнутые на конце, длина которых равна целому числу четвертей длины волны, распространяющейся в линии. Сопротивление таких линий имеет активный характер. Оно может быть очень большим (теоретически бесконечно большим) или очень малым (теоретически равным нулю). Входное сопротивление разомкнутой линии близко к нулю, если длина ее равна нечетному числу $\frac{\lambda}{4}$ $\left(\frac{u}{i} = 0\right)$,

и весьма велико, если ее длина равна четному числу $\frac{\lambda}{4}$ $\left(\frac{u}{i}=\infty\right)$. При любой другой длине такой линии ее входное сопротивление имеет либо емкостный, либо индук-



Фиг. 27. Изменение величины и характера входного сопротивления Z разомкнутой двухпроводной линии в зависимости от ее длины.

тивный характер и может принимать любые значения. На фиг. 27 показано, как изменяется характер и величина сопротивления Z разомкнутой линии в соответствии с распределением тока (пунктир) и напряжения (сплошная линия). По мере изменения длины линии сопротивление имеет то емкостный (X_C), то индуктивный (X_L) характер. При длинах линий, кратных четверти длины волны, оно стано-



Фиг. 28. Изменение величины и характера входного сопротивления Z замкнутой двухпроводной линии в зависимости от ее длины.

вится активным (R). На фиг. 28 приведены подобные соотношения для короткозамкнутой линии: входное сопротивление ничтожно мало, когда длина линий равна четному числу $\frac{\lambda}{4}$, и очень велико при длине, равной нечетному числу $\frac{\lambda}{4}$.

Все выводы относительно распределения тока и напряжения в линии при образовании стоячих волн полностью относятся и к распределению в них полей. В точках пучностей напряжения, где вся энергия электромагнитной волны сосредоточена в электрическом поле, получаются пучности электрического поля; в точках пучностей тока (узлы напряжения) энергия волны сосредоточена в магнитном поле — получаются пучности магнитного поля.

Если в линии, обладающей потерями, имеют место отражения, то это приводит к излишним потерям энергии. Действительно энергия постепенно теряется в линии не только при прохождении падающей волны, но и при прохождении отраженной, т. е. потери как бы удваиваются. Следовательно, одним из условий наивыгоднейшей передачи энергии от генератора к нагрузочному сопротивлению является устранение отражений.

Согласование нагрузочного сопротивления с генератором

Мы показали, что источник постоянного тока отдает максимальную мощность, если сопротивление нагрузки $R_н$ равно сопротивлению r источника тока и проводов, т. е. когда нагрузочное сопротивление *согласовано* с генератором. Аналогично можно показать, что условием наивыгоднейшей передачи высокочастотной мощности от генератора в нагрузочное сопротивление является равенство их активных составляющих сопротивлений, а реактивные составляющие должны друг друга компенсировать, т. е. должны иметь место равенства:

$$r_г = R_н$$

и

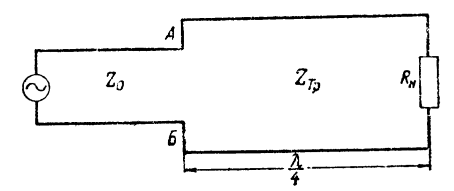
$$X_г = -X_н .$$

Если сопротивление генератора $X_г$ — емкостное, то $X_н$ нагрузочного сопротивления должно быть индуктивным, и наоборот.

Наиболее выгодным является случай, когда сопротивления генератора и нагрузочное чисто активны и равны волновому сопротивлению соединяющей их линии, тогда генератор отдает наибольшую мощность. На практике, однако, такое равенство не всегда возможно. Поэтому одной из главных задач при передаче энергии является согласование сопротивлений.

Рассмотрим некоторые основные методы согласования.

Пусть генератор включен в двухпроводную линию с волновым сопротивлением Z_0 и согласован с ней, т. е. внутреннее сопротивление генератора равно Z_0, а сопротивление нагрузки — активное, но неравное Z_0. В этом случае применяют отрезок двухпроводной линии длиной, равной четверти длины волны, распространяющейся в линии, так называемой *четвертьволновой трансформатор* (фиг. 29). Можно подобрать так диаметр проводов и расстояние между



Фиг. 29. Согласование нагрузочного сопротивления с двухпроводной линией при помощи четвертьволнового трансформатора.

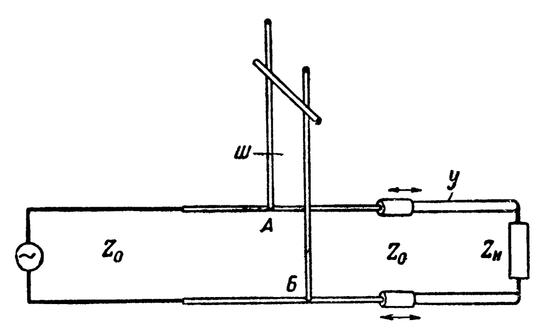
ними для этого трансформатора, чтобы входное сопротивление его вместе с нагрузочным сопротивлением $R_н$ было равно волновому сопротивлению Z_0 основной линии. Необходимое для этого волновое сопротивление трансформатора Z_{Tp} определяется соотношением

$$Z_{Tp} = \sqrt{Z_0 R_н}\,.$$

Назначение трансформатора состоит в устранении отражений, которые возникают при непосредственном соединении линии с несогласованным нагрузочным сопротивлением. Основной принцип устранения отражений заключается в том, что каждая отраженная волна должна уничтожаться другой волной, равной первой по амплитуде и противоположной по фазе. Это и происходит в четвертьволновом трансформаторе. Волна, подходящая к границе линия — трансформатор ($A — Б$), частично отражается, а частично попадает в трансформатор и проходит до $R_н$ путь $\frac{\lambda}{4}$ в течение четверти периода. Этот же путь и в такое же время проходит обратно волна, отраженная от $R_н$. Таким образом, волна, отраженная от $R_н$, отстает по фазе на полпериода от волны, отраженной от границы линия — трансформатор. Следовательно, на границе $A — Б$ волны, отраженные от обоих концов трансформатора, встречаются в противополож-

ных фазах, и если амплитуды этих волн будут равны, то они скомпенсируют друг друга [1].

Рассмотрим еще один способ согласования, основанный на устранении отражений. Пусть генератор присоединен к согласованной с ним двухпроводной линии с волновым сопротивлением Z_0. Требуется согласовать с линией нагрузочное сопротивление $Z_н$, обладающее активной $R_н$ и реактивной $X_н$ составляющими.



Фиг. 30. Согласование нагрузки с двухпроводной линией при помощи короткозамкнутого шлейфа с удлинителем.

Для этого параллельно основной линии присоединяется отрезок короткозамкнутой линии с передвижным замыкающим мостиком шлейфом *Ш*, а последовательно с ней — передвижное устройство, удлиняющее линию, — удлинитель *У* (фиг. 30). Волна, идущая от генератора, частично проходит в шлейф, частично по удлинителю — к нагрузочному сопротивлению. Можно подобрать такое положение замыкающего мостика и удлинителя, что волна, отраженная от $Z_н$, скомпенсируется в точках *А* — *Б* волной, отраженной от замкнутого конца шлейфа.

---

[1] На основе сказанного легко получить приведенную выше формулу. Действительно, для того чтобы амплитуда волны, отраженной от $R_н$, была равна компенсирующей ее волне, отраженной от границы линия—трансформатор, должны быть равны соответствующие коэффициенты отражений, т. е.

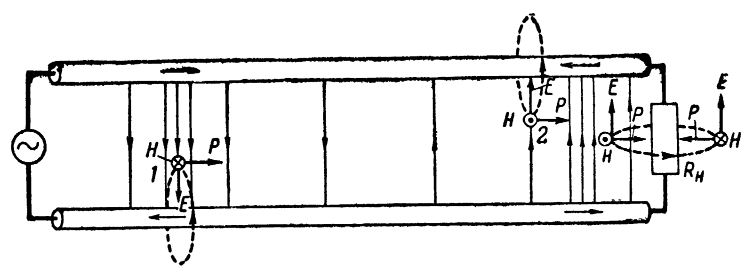
$$p_н = \frac{R_н - Z_{тр}}{R_н + Z_{тр}} = p_{тр} = \frac{Z_{тр} - Z_0}{Z_{тр} + Z_0},$$

откуда

$$Z_{тр} = \sqrt{Z_0 R_н}.$$

Как в линии расходуется электромагнитная энергия

Электромагнитная энергия, как и любая энергия, не может исчезнуть бесследно, она может только перейти в другую форму. Энергия, теряемая в проводах линии, переходит в тепло, а энергия, поглощаемая нагрузочным сопротивлением,— в тепловую или другую форму энергии (механическую, химическую и др.). Все эти потери энергии обусловливаются активными сопротивлениями. Реактивные нагрузочные сопротивления не могут быть причиной потери электромагнитной энергии, они только изменяют величину волнового сопротивления линии и, следовательно, скорость рас-



Фиг. 31. Направление потока электромагнитной энергии в двухпроводной линии без потерь с согласованной нагрузкой.

пространения энергии, направление ее распространения, но форма энергии при этом остается неизменной.

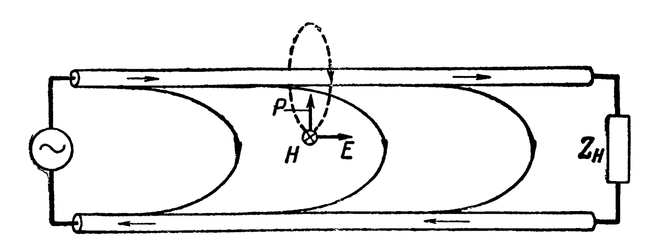
Пользуясь «правилом штопора» (стр. 9), проследим течение энергии в некоторых частных случаях двухпроводной линии.

1. На любом участке двухпроводной линии без потерь, бесконечно длинной или с согласованной нагрузкой (фиг. 31) поля *E* и *H* перпендикулярны друг другу и изменяются в фазе. Так как направления *E* и *H* изменяются на противоположные одновременно (точки *1* и *2*), то поток энергии *P* всегда движется в одном и том же направлении — вдоль линии от генератора к нагрузочному сопротивлению; энергия как бы «втекает» в нагрузочное сопротивление и поглощается в нем, переходя в тепло или другую форму.

2. В линии с потерями перемещение зарядов, на которых начинаются и заканчиваются электрические силовые линии, будет тормозиться за счет распределенного сопротивления линии. Электрическое поле между проводами распространяется вдоль линии быстрее, чем заряды. Поэтому силовые линии поля будут как бы «выпячиваться» в сторону

нагрузочного сопротивления (фиг. 32). Поэтому электрическое поле становится частично параллельным проводам и направлено так же, как и ток. Эта параллельная часть поля обусловливает, как видно из фиг. 32, небольшой поток энергии P, «втекающий» в провода. Очевидно, что чем больше сопротивление проводов, тем бо́льшая доля энергии будет «втекать» в провода, тем больше потери энергии в линии.

3. В короткозамкнутой или разомкнутой на конце резонирующей линии E и H сдвинуты по фазе на четверть периода, так что в каждый момент времени на любом участке линии происходит изменение направления на противоположное либо электрического, либо магнитного поля. При таком изменении направления одного из полей направление потока энергии изменяется на противоположное. Через каждую четверть периода энергия движется то от генератора, то к генератору, при этом энергия попеременно сосредоточивается то в электрическом, то в магнитном поле. Иначе говоря, линия превращается в колебательный контур-резонатор, а генератор поддерживает колебания в линии-резонаторе, восполняя потери энергии в проводах.



Фиг. 32. Искривление электрических силовых линий в двухпроводной линии с потерями.

4. Если к линии присоединено несогласованное с ней нагрузочное сопротивление, то сдвиг фаз между E и H получается меньше четверти периода. В этом случае можно показать, что поток энергии, движущейся к нагрузочному сопротивлению, будет в той или иной мере преобладать над потоком, движущимся обратно к генератору, так что часть отдаваемой генератором мощности (тем бо́льшая, чем меньше сопротивление нагрузки отличается от волнового сопротивления линии) будет поглощаться в этом сопротивлении.

Потеря энергии из линии возможна и без перехода ее в другую форму. Это — излучение линией электромагнитной

энергии в пространство. Если линия предназначена только для передачи энергии от генератора к нагрузочному сопротивлению, то излучение энергии из линии уменьшает полезное ее использование. В случае же использования линий в сочетании с направленным излучателем (см. дальше) это излучение линии может сильно исказить картину излучателя.

Излучение энергии данной линией тем больше, чем короче волна. Оно возрастает при наличии в линии стоячих волн, так как амплитуды полей в пучностях возрастают.

Энергия излучается каждым проводом линии, и так как токи в этих проводах противоположны по фазе, то и излученные ими поля будут также противоположны по фазе. Поэтому если расстояние между проводами линии мало, то поле, создаваемое в любой точке пространства, излученное от одного провода, будет компенсироваться полем, создаваемым другим проводом. Расчет показывает, что если расстояние между проводами не более чем 0,01 λ, то излучения проводов почти полностью компенсируются. На этом основано применение в коротковолновых радиостанциях фидеров — двухпроводных питающих линий; например, для волны 30 *м* применяют фидер с расстоянием между проводами не более 30 *см*.

На сантиметровых волнах такой метод устранения излучения линии неприменим. Действительно, при длине волны 10 *см* расстояние между проводами должно быть не более 1 *мм*. При столь малом расстоянии по линии нельзя передавать значительную мощность, так как появится опасность электрического пробоя воздушного промежутка между проводами.

Итак, двухпроводная линия непригодна для передачи сантиметровых волн, так как она излучает значительную часть распространяющейся в ней энергии. Поэтому для этого диапазона волн применяются специальные линии передачи

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

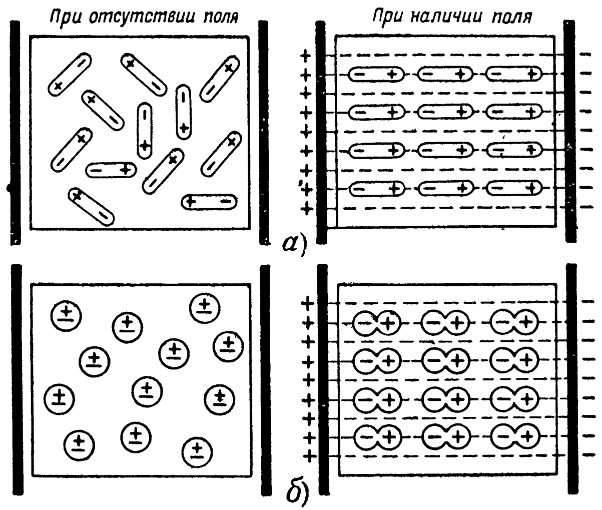
СПЕЦИАЛЬНЫЕ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Чтобы перейти к специальным линиям передачи сантиметровых волн, необходимо сначала кратко рассмотреть поглощение электромагнитной энергии в различных средах и отражение ее при переходе из одной среды в другую.

Электрические и магнитные свойства среды

Как известно, электрические и магнитные свойства любого вещества характеризуются в основном тремя величинами: проводимостью σ, магнитной проницаемостью μ и диэлектрической проницаемостью ε. Из них мы остановимся подробнее только на диэлектрической проницаемости ε которая играет важную роль в высокочастотной технике.

В диэлектриках электроны не могут свободно перемещаться под действием электрического поля, поэтому диэлек-



Фиг. 33. Поляризация диэлектрика.

трики не проводят электрический ток. Практически, однако всякий диэлектрик содержит незначительные примеси проводящих веществ, обеспечивающих наличие в нем слабого тока утечки (вспомните R_2 в двухпроводной линии).

Существует два типа диэлектриков, отличающихся строением молекул. В молекулах первого типа, называемых *неполярными*, положительные и отрицательные заряды [1] не разделены и при действии на диэлектрик электрического поля эти молекулы деформируются и заряды смещаются: положительные — в направлении силовых линий, отрицательные — в противоположном направлении. На противопо-

---

[1] Под положительным и отрицательным зарядами молекулы следует, конечно, подразумевать центры тяжести всех положительных и отрицательных зарядов, входящих в молекулу.

ложных поверхностях диэлектрика возникают «связанные заряды» — диэлектрик *поляризуется* (фиг. 33,*б*). По прекращении действия поля заряды вновь сближаются и поляризация исчезает. В молекулах второго типа, называемых *полярными* (жесткими диполями), положительный и отрицательный заряды всегда находятся на некотором постоянном расстоянии друг от друга. В электрическом поле полярные молекулы стремятся ориентироваться вдоль линий поля — диэлектрик, как и в первом случае, поляризуется (фиг. 33,*а*).

Поле, создаваемое молекулярными диполями, направлено навстречу внешнему приложенному полю.

Как видно из фиг. 33,*а* и *б*, поле, создаваемое молекулярными диполями, как бы «вычитается» из внешнего. Потому поле в диэлектрике всегда слабее, чем во внешнем пространстве, и тем слабее, чем сильнее поляризация диэлектрика. Диэлектрическая проницаемость и характеризует способность диэлектрика поляризоваться под действием электрического поля, а величина ее показывает, во сколько раз напряженность поля в диэлектрике меньше, чем вне его.

Диэлектрическая проницаемость безвоздушного пространства (вакуума) имеет наименьшее возможное для диэлектрика значение ($\varepsilon = 1$). Диэлектрическая проницаемость воздуха практически не отличается от единицы. Диэлектрические проницаемости разных диэлектриков весьма различны (у стекла $\varepsilon = 5 \div 10$, у воды $\varepsilon = 81$ и т. д.). Диэлектрическая постоянная металлов ничтожно мала по сравнению с проводимостью их.

Нас интересует главным образом поведение диэлектриков в электромагнитном поле. Переменное магнитное поле практически не действует на молекулы. Рассмотрим (в упрощенном виде), как действует переменное электрическое поле на диэлектрик с полярными молекулами.

Под действием приложенного извне переменного электрического поля полярные молекулы диэлектрика будут стремиться следовать за изменениями этого поля. Однако силы взаимного притяжения между молекулами, и особенно их столкновения, препятствуют этому. Поэтому движение молекул будет несколько отставать от изменений поля, молекулы движутся как бы в «вязкой среде». Это вызывает потери энергии электрического поля в диэлектрике — *диэлектрические потери.* С увеличением частоты молекулы колеблются быстрее, и потери возрастают. Диэлектрическая проницаемость, напротив, уменьшается с увеличением частоты. Так,

диэлектрическая проницаемость воды уменьшается от 80 при постоянном поле до 30 при частоте $3 \cdot 10^{10}$ *гц* ($\mu = 1$ *см*), а степень поглощения в воде электромагнитной энергии возрастает в несколько раз.

Ряд веществ обладает избирательным поглощением сантиметровых волн, давая максимумы поглощения при нескольких определенных частотах. О таком резонансном поглощении мы расскажем позднее.

В линиях передачи сантиметровых волн применяют специальные диэлектрики (полистирол, керамика и др.), имеющие малые диэлектрические потери и незначительный ток утечки. Однако при таких частотах начинает сказываться проводимость (утечка) по поверхности диэлектрика за счет незначительного ее загрязнения, поэтому стараются обойтись, где это возможно, без диэлектриков, применяя особые «металлические» изоляторы (см. ниже).

Отражение электромагнитных волн при переходе из одной среды в другую

Пусть волны, распространяющиеся в воздухе, падают перпендикулярно на поверхность диэлектрика с диэлектрической постоянной больше единицы. Предположим, что диэлектрик «идеальный», т. е. в нем не происходит потерь энергии, отсутствует утечка тока и магнитная проницаемость его $\mu = 1$. Так как напряженность электрического поля волны в диэлектрике меньше, чем в воздухе, то волна в диэлектрике — проходящая волна — будет нести меньшую энергию, чем подходящая к диэлектрику падающая волна. Куда же девается часть энергии, не прошедшая в диэлектрик?

Она отражается на границе раздела воздух — диэлектрик, причем у плоскости раздела электрическое поле равно нулю, а магнитное поле достигает максимального значения и становится источником отраженной волны, несущей непрошедшую в диэлектрик часть энергии падающей волны (аналогично короткозамкнутой линии). В результате взаимодействия падающих и отраженных волн в пространстве создаются стоячие волны. Отражение подобного вида имеет место не только при переходе волны из воздуха в диэлектрик, но вообще при переходе волны из среды с меньшей диэлектрической проницаемостью в среду с большей (при неизменной магнитной проницаемости). При переходе волны из среды с большей диэлектрической проницаемостью в среду с меньшей, напряженность электрического поля у плос-

кости раздела максимальна, а магнитное поле равно нулю (аналогично разомкнутой линии). Чем больше отличаются друг от друга диэлектрические проницаемости двух сред, тем бо́льшая часть энергии падающей волны отражается у границы раздела и тем меньшая часть проходит во вторую среду.

Отражение от реального диэлектрика происходит по таким же законам, но благодаря потерям в нем сдвиг фаз между электрическим и магнитным полем у границы раздела (и в пространственной стоячей волне) уже не равен точно четверти периода, так что на границе раздела (и в стоячей волне) одно из полей не падает до нуля, а другое не достигает полного максимума.

Отметим, наконец, что степень отражения волны от поверхности диэлектрика зависит от угла падения волны.

Перейдем теперь к отражению волн от поверхности металла. Пусть электромагнитная волна падает из воздуха перпендикулярно на поверхность металла, магнитная проницаемость которого равна единице. Так как металл обладает очень небольшим сопротивлением, то на создание в нем электрического тока затрачивается только небольшая доля энергии электрического поля волны, которое проникает на незначительную глубину в металл. Основная же часть энергии электрического поля волны переходит в энергию магнитного поля, и поэтому на границе воздух — металл электрическое поле обращается в нуль, а магнитное достигает максимальной величины, создавая отраженные волны. Степень отражения волн от металлической поверхности почти не зависит от угла их падения. Можно считать, что от поверхности металлов с достаточно большой проводимостью отражается вся энергия падающей волны. Так, например, от поверхности меди отражается 99,7% энергии.

Некоторые вещества, представляющие собой проводники при низких частотах, становятся диэлектриками при высоких частотах. К числу таких веществ, называемых полупроводниками, относится земля, морская вода и др.[1]. Причина такого изменения свойств заключается в том, что полупроводники, обладая достаточно большой проводимостью за счет свободных зарядов, способны и поляризоваться под действием поля. При сравнительно низких частотах основ-

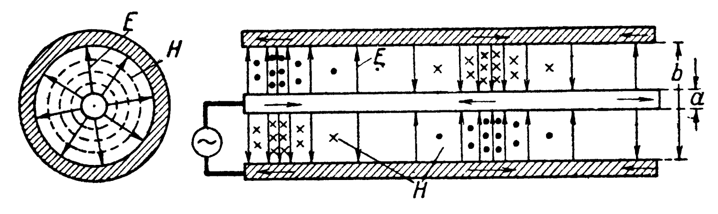
[1] Морская вода является хорошим проводником до частот 10^7 *гц*, а при частотах выше $15 \cdot 10^9$ *гц* ($\lambda = 2$ *см*) проявляет свойства диэлектрика.

ную роль играет проводимость, а при достаточно высоких — поляризуемость.

Теперь мы перейдем к описанию специальных линий для передачи электромагнитной энергии, переносимой сантиметровыми волнами.

Коаксиальные линии

Как было показано, двухпроводная линия непригодна для передачи сантиметровых волн главным образом из-за излучения ею электромагнитной энергии. От этого недостатка свободна так называемая *коаксиальная линия*, которая является по существу той же двухпроводной линией, но одним проводником служит цилиндр (внешний проводник), а другим круглый провод, расположенный по внутренней оси цилиндра (внутренний проводник) (фиг. 34). Если при-



Фиг. 34. Коаксиальная линия (разрез).

соединить к проводникам такой линии генератор высокой частоты, то вдоль линии будут распространяться электромагнитные волны. Как видно из фиг. 34, электрические силовые линии поля расположены перпендикулярно магнитным, т. е. распространяющиеся в коаксиальной линии волны носят (как и в двухпроводной) характер поперечных электромагнитных волн (ТЕМ).

Так как электрическое поле при сверхвысоких частотах практически не проникает вглубь металла, то внешний проводник служит экраном для электромагнитных полей, не пропуская их наружу.

Скорость распространения волн выражается так же, как и для двухпроводной линии, в частности, в коаксиальных линиях с воздушной изоляцией волны распространяются со скоростью света.

Волновое сопротивление коаксиальной линии зависит от отношения внутреннего диаметра b внешнего проводника к диаметру a внутреннего проводника и диэлектрической

проницаемости среды, заполняющей пространство между проводниками:

$$Z_0 = \frac{138}{\sqrt{\varepsilon}} \lg \frac{b}{a}.$$

Коаксиальная линия изготовляется и в виде *гибкого кабеля.* Внешним проводником такого кабеля является металлическая (обычно медная или латунная) оплетка, а внутренний проводник изготовляют из одножильной или многожильной проволоки. Пространство между проводниками заполняется эластичным высокочастотным диэлектриком. Снаружи оплетка покрывается изоляционной оболочкой.

Во всех коаксиальных линиях внутреннюю поверхность внешнего проводника и поверхность внутреннего покрывают обычно тонким слоем серебра. Это делается для уменьшения потерь электромагнитной энергии в сопротивлении проводников.

Электрические токи, наводимые полями, протекают практически по поверхности проводников. На любом участке коаксиальной линии ток по внутренней поверхности внешнего и ток по поверхности внутреннего проводника противоположны по направлению, как показано стрелками на фиг. 34. Так как при сверхвысоких частотах ток проникает на ничтожную глубину проводника, то достаточно покрыть проводящую поверхность слоем серебра всего в 10—20 *мкн.*

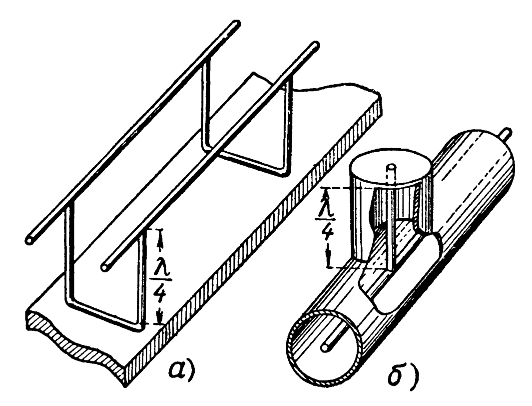
Внутренний проводник линии с воздушным диэлектриком поддерживается в центре внешнего при помощи различных диэлектрических опор, чаще всего в виде шайб из высокочастотного диэлектрика.

Эти изоляционные шайбы вызывают некоторое отражение волн от их поверхности, частично в них теряется энергия за счет диэлектрических потерь. Еще более значительные потери происходят в сплошном диэлектрике гибкого кабеля. Поэтому в тех случаях, когда приходится считаться даже с малыми потерями энергии, применяют *металлические изоляторы.*

Мы знаем, что короткозамкнутая двухпроводная линия длиной в $\frac{\lambda}{4}$ или любого нечетного числа $\frac{\lambda}{4}$ обладает очень большим сопротивлением для распространяющихся вдоль нее соответствующих волн, а поэтому она ведет себя как изолятор.

На фиг. 35,*а* показана воздушная двухпроводная линия, укрепленная на таких металлических изоляторах,

а на фиг. 35,*б* показан металлический изолятор в коаксиальной линии. Последний представляет собой отрезок замкнутой коаксиальной линии длиной $\frac{\lambda}{4}$, электрически включенный параллельно основной линии.



Фиг. 35. Металлические изоляторы.

Основным недостатком металлического изолятора служит то, что он является изолятором для волны только определенной длины. Если длина изолятора становится большей или меньшей, чем $\frac{\lambda}{4}$, то он перестает служить изолятором и представляет индуктивное или емкостное сопротивление, включенное параллельно в линию.

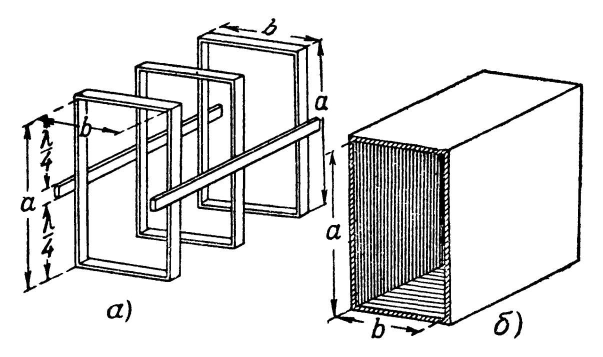
Электромагнитная энергия передается по трубам

В физике давно известно, что электромагнитная энергия может распространяться внутри труб, размеры которых сравнимы с длиной волны. Однако практическое применение этого способа передачи энергии стало возможным только для сантиметровых волн, когда размеры таких труб становятся достаточно малыми.

Для передачи энергии сантиметровых волн широко применяются трубы прямоугольного и круглого сечения, называемые *волноводами*. Возможность распространения волн в волноводах можно уяснить, пользуясь представлениями о двухпроводных линиях.

На фиг. 36,*а* показана двухпроводная линия, провода которой крепятся на прямоугольных рамках, представляю-

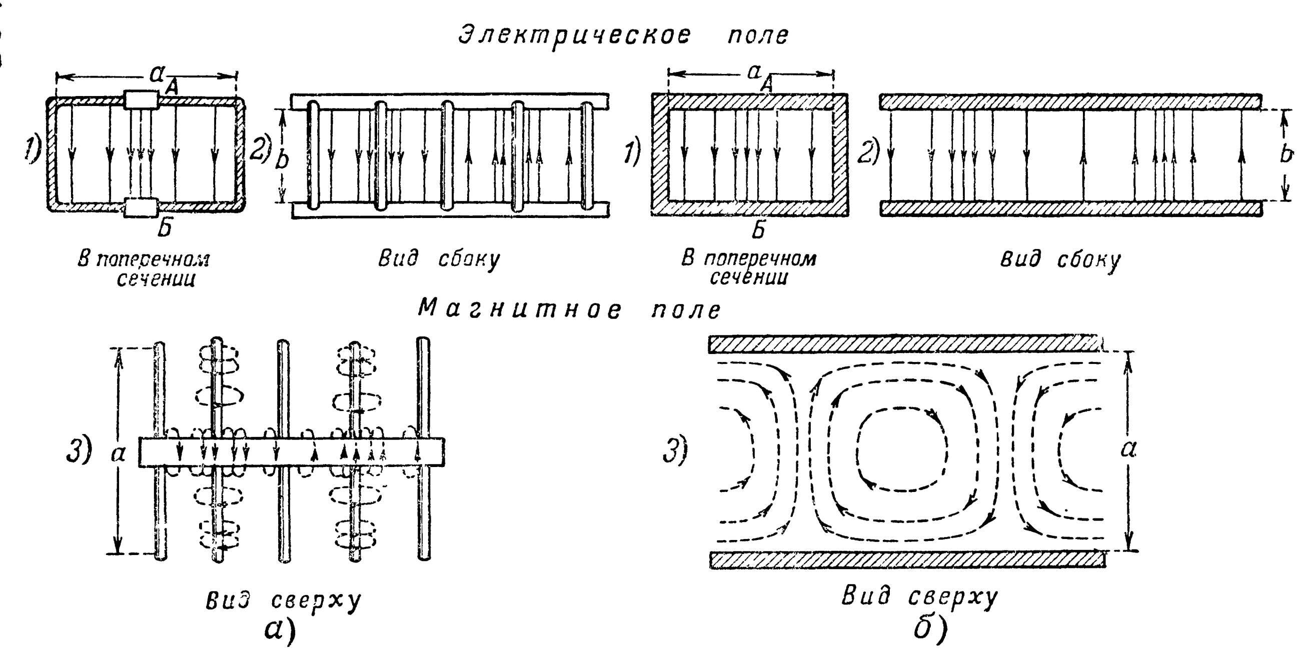
щих собой как бы двойные металлические изоляторы. В этой линии могут распространяться электромагнитные волны такой длины λ, при которой длина рамки равна $\frac{\lambda}{2}$, т. е. длина каждого изолятора равна $\frac{\lambda}{4}$. Очевидно, что условия распространения волн не изменятся, если расположить рамки вплотную друг к другу. В результате получится прямоугольная труба, размер широкой стенки a которой равен $\frac{\lambda}{2}$ (фиг. 36,*б*). Это и есть прямоугольный волновод.



Фиг. 36. Переход от двухпроводной линии к волноводу.

В таком волноводе могут распространяться волны, длина которых не больше 2 a. Если же длина волны больше 2 a, то для нее рамки не будут уже служить изолятором—линия как бы закорачивается небольшими индуктивными сопротивлениями и распространение волн в ней становится невозможным. С другой стороны, в волноводе могут распространяться волны длиной меньше 2 a. Действительно, если на фиг. 36,*а* заменить провода линии полосками, то длина каждого изолятора уменьшится и будет равна $\frac{\lambda_1}{4}$ уже для более короткой волны λ_1. Расширяя полосы-провода, мы все более будем укорачивать длину металлических изоляторов, делая их пригодными для все более коротких волн.

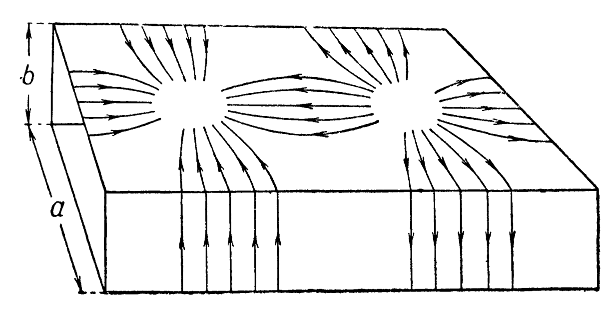
Таким образом, для каждого размера широкой стенки волновода существует предельная максимальная длина волны, которая может в нем распространяться, она называется *критической длиной волны* $\lambda_{кр}$. Частоту, соответствующую этой длине волны, называют *критической частотой* $f_{кр}$.



Фиг. 37. Сравнение волновода и двухпроводной линии с двойными металлическими изоляторами

Любые волны короче критической в данном волноводе распространяются.

Распределение полей в волноводе (фиг. 37,*б*) сходно с распределением в двухпроводной линии с двойными металлическими изоляторами (фиг. 37,*а*). Однако волна в волноводе имеет и свои специфические особенности. Как видно из фиг. 37, распределение электрического поля в поперечном сечении волновода аналогично распределению его в линии. В рамке *р* двухпроводной линии поле максимально в центральной части сечения (*А—Б*) и убывает к замкнутым концам (фиг. 37,*а*,*1*). В поперечном сечении волновода оно



Фиг. 38. Мгновенное распределение высокочастотных токов на внутренней поверхности прямоугольного волновода.

также максимально в центральной части и убывает к узким (боковым) его сторонам (фиг. 37,*б*,*1*). Электрическое поле вдоль волновода (фиг. 37,*б*,*2*) изменяется так же, как и вдоль линии (фиг. 37,*а*,*2*). Отметим, что электрические силовые линии перпендикулярны оси линии и оси волновода.

Силовые линии магнитного поля волны в двухпроводной линии окружают провода и перпендикулярны оси линии (фиг. 37,*а*,*3*). В металлических изоляторах магнитные силовые линии гуще расположены у их короткозамкнутых концов и имеют в верхних и нижних изоляторах противоположные направления. В волноводе же магнитные силовые линии не могут замыкаться вокруг проводов изоляторов (так как последние соединены в сплошные стенки) и они замыкаются вокруг электрических силовых линий, образуя петли, проходящие частично перпендикулярно оси волновода, частично параллельно ей (фиг. 37,*б*,*3*). Как видно из фиг. 37,*б*,*3*, в местах максимума электрического поля линии соседних петель магнитного имеют одинаковое направление, поэтому магнитное поле максимально в тех же участках волновода,

что и электрическое, т. е. изменяется в фазе с ним. В поперечном сечении магнитное поле у боковых стенок максимально, причем направления его у противоположных узких стенок волновода противоположны; в центральной части магнитное поле минимально. Соответственно описанному распределению полей, по внутренней поверхности волновода протекают токи, как показано на фиг. 38.

Что касается ширины b узкой стенки, то для избежания опасности электрического пробоя между широкими стенками волновода ее делают равной примерно половине ширины широкой стенки.

В волноводе могут распространяться волны разных типов

Волну с описанным выше распределением полей уже нельзя назвать поперечной электромагнитной, так как ее магнитные силовые линии частично параллельны направлению распространения волн (оси волновода).

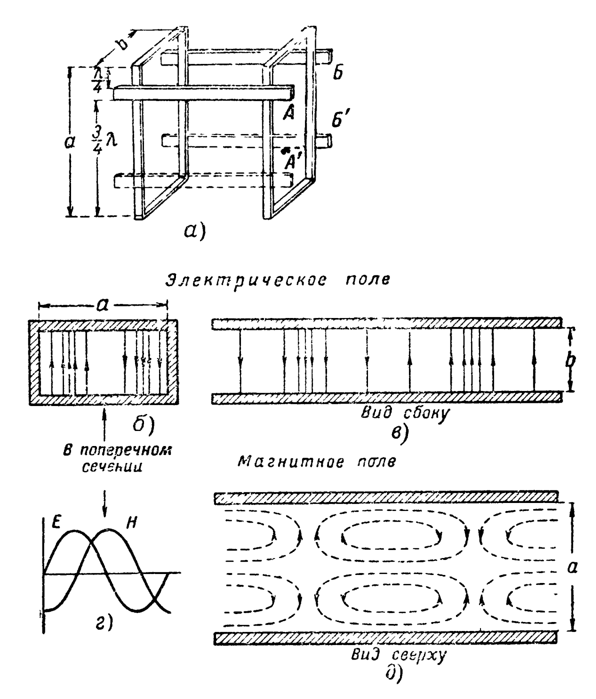
Теория и опыт показывают, что в волноводе могут распространяться волны с различным распределением полей. Различают два основных класса волн в волноводе: 1) волны, электрические силовые линии которых перпендикулярны оси волновода, а магнитные частично параллельны ей, эти волны называют *поперечными электрическими* (ТЕ или Н); 2) волны *поперечные магнитные* (ТМ или Е), магнитное поле которых перпендикулярно оси волновода, а электрическое — частично параллельно ей.

Существует целый ряд типов волн ТЕ и ТМ, отличающихся друг от друга особенностями распределения полей. Эти типы обозначают двумя индексами при ТЕ и ТМ: первый из них обозначает число полупериодов изменения интенсивности полей вдоль широкой стенки волновода, второй — соответствующее число полупериодов вдоль узкой стенки волновода. Согласно этому обозначению описанный выше тип волны следует назвать волной TE_{10}. Действительно, вдоль широкой стенки электрическое и магнитное поля претерпевают изменение, соответствующее одному полупериоду (фиг. 37,*б*); вдоль узкой же стенки изменения полей не происходит. Для этого типа волн критическая длина волны

$$\lambda_{кр} = 2a.$$

Возможность образования волн различных типов можно пояснить, пользуясь сравнением волновода и двухпроводной линии с металлическими изоляторами. На фиг. 39,*а* показана

часть линии с металлическими изоляторами длиной $\frac{\lambda}{4}$ и $\frac{3\lambda}{4}$. По проводам $A—Б$ распространяются волны длиной до λ. Пунктиром показано другое возможное расположение проводов ($A'—Б'$). Так как в волноводе рамки сливаются в сплошные стенки, то можно представить себе наличие в нем обеих пар проводов. Исходя из этого представления,



Фиг. 39. Образование поперечной-электрической волны типа TE_{20}.

понятна возможность распространения волн, мгновенное распределение полей которых показано на фиг. 39,*б в, г* и *д*. В поперечном сечении волновода электрическое и магнитное поля претерпевают полное периодическое изменение вдоль широкой стенки; вдоль узкой стенки поля не изменяются. Следовательно, волну этого типа можно назвать TE_{20}. Критическая длина волны для этого типа волн $\lambda_{кр} = a$.

Пользуясь методом сравнения волновода с двухпроводной линией, можно показать возможность распространения волн различных типов и в волноводах круглого сечения.

Обозначение типов волн в круглых волноводах такое же, как и в прямоугольных. Однако первая цифра означает число периодов изменения полей по окружности, а вторая — по диаметру.

Тип волны	Способ возбуждения	Распределение полей в поперечном сечении	Распределение полей вдоль волновода (вид сверху)	Выражение для $\lambda_{кр}$
TE_{10}				$\lambda_{кр} = 2a$
TE_{20}				$\lambda_{кр} = a$
TE_{11}				$\lambda_{кр} = \frac{2ab}{\sqrt{a^2 + b^2}}$
TM_{11}				$\lambda_{кр} = \frac{2ab}{\sqrt{a^2+b^2}}$
TE_{01}				$\lambda_{кр} = 1{,}64r$
TM_{01}				$\lambda_{кр} = 2{,}62r$

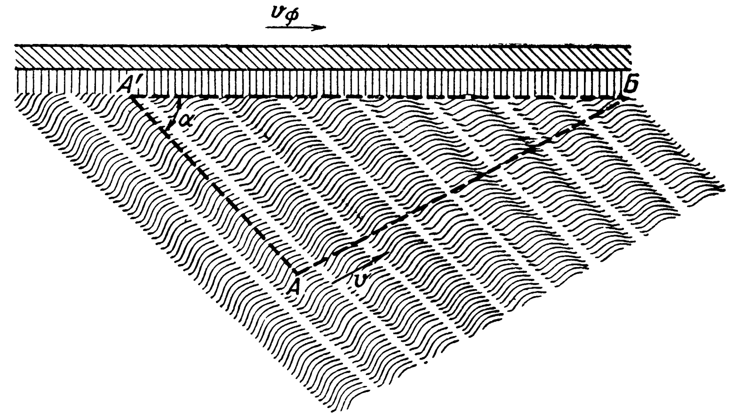
Фиг. 40. Типы волн в прямоугольном и круглом волноводах.

Образование того или иного типа волн зависит от формы поперечного сечения волновода, его размеров и способа возбуждения волн. На фиг. 40 схематически изображены распределения полей для некоторых типов волн в прямоугольных и круглых волноводах, там же показаны способы возбуждения этих волн и приведены значения критических длин волн.

Длина волны в волноводе больше, чем в свободном пространстве

Сравнение волновода с двухпроводной линией помогло нам уяснить принципиальную возможность распространения электромагнитных волн внутри труб. Это сравнение дает также общее представление о том, как в волноводе могут распространяться волны различных типов.

Имеется, однако, одна особенность распространения волн в волноводе, которую нельзя пояснить этим методом. Оказывается, что длина волны $\lambda_в$, возбуждаемая



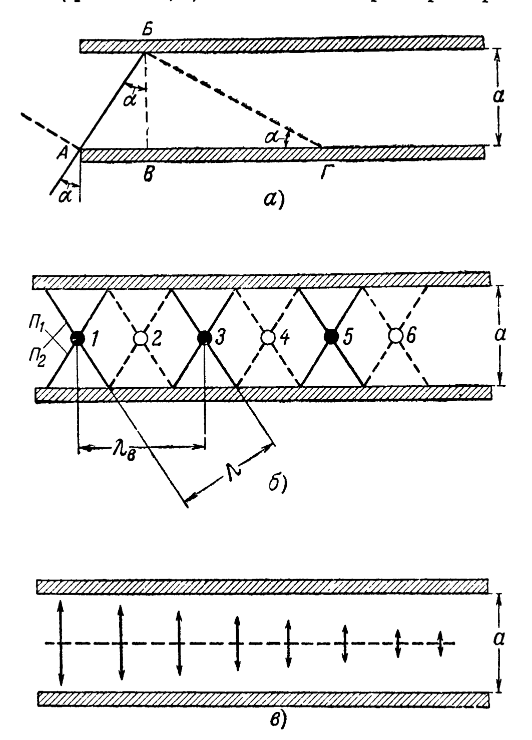
Фиг. 41. Распространение волн по поверхности под углом к стенке.

в волноводе генератором определенной частоты f, больше, чем длина волны λ, возбуждаемая этим же генератором в свободном пространстве (воздухе). Но $\lambda = \frac{c}{f}$, где c — скорость света, и если $\lambda_в$ больше, чем λ, то скорость v распространения волны в волноводе должна быть больше c, т. е. больше скорости света, и, следовательно, фазы волны распространяются в волноводе быстрее, чем в воздухе. Известно же, что ни один физический процесс не может протекать со скоростью, превышающей скорость света. Как же объяснить это противоречие? Дело в том, что скорость распространения волн, которую мы называли фазовой, не всегда совпадает со скоростью распространения электромагнитной энергии.

Для примера рассмотрим распространение волн воды под углом α к стенке (фиг. 41). Как видно из фиг. 41, то время, когда фронт волны AA' проходит в направлении ее

распространения путь *АБ*, край фронта проходит больший путь *А'Б*. Таким образом, наряду с истинной скоростью v распространения волны наблюдается и кажущаяся фазовая скорость $v_ф$.

Подобное же явление происходит при распространении в волноводе плоской волны, движущейся под углом α к его узкой стенке (фиг. 42,*а*). Истинное распространение вол-



Фиг. 42. Распространение плоских волн в волноводе.

ны — распространение электромагнитной энергии — происходит со скоростью света c в направлении *АБ*, перпендикулярном фронту (пунктир) волны. За время t распространения энергии волны от *А* до *Б* она распространится вдоль волновода на расстояние *АВ*. Из треугольника *АБВ* можно определить скорость распространения энергии плоской волны вдоль волновода, которую называют *групповой скоростью*:

$$v_{гр} = \frac{AB}{t} = \frac{AБ}{t}\sin\alpha = c\cdot\sin\alpha.$$

С другой стороны, фронт волны за то же время t распространится вдоль волновода на расстояние $АГ$ с кажущейся фазовой скоростью $v_{ф}$, равной (из треугольника $АБГ$):

$$v_{ф} = \frac{c}{\sin \alpha}.$$

Отсюда видно, что $v_{ф}$ может быть больше v, так как $\sin \alpha$ не может превышать единицу.

Из приведенных выражений можно вывести зависимость между фазовой и групповой скоростью:

$$v_{ф} = \frac{c^2}{v_{гр}}.$$

Если на поверхности воды под углом друг к другу распространяются две группы прямых волн, то волны взаимодействуют друг с другом, складываясь там, где встречаются гребни, и образуя суммарный гребень двойной высоты; там, где встречаются впадины, образуется суммарная впадина; при встрече гребня с впадиной они уничтожают друг друга; во всех промежуточных случаях получаются различные суммарные амплитуды волн. Таким образом, по воде будут распространяться волны новой формы, полученные в результате взаимодействия двух групп волн, движущихся под углом друг к другу.

Подобным образом образование и распространение электромагнитных волн в волноводе является результатом взаимодействия двух групп плоских волн ($П_1$ и $П_2$), распространяющихся под углом друг к другу, благодаря многократному отражению их от узких стенок волновода. На фиг. 42,*б* в точках *1*, *3* и *5* показано сложение двух гребней с положительным направлением полей (сплошные линии), в этих точках образуется суммарное положительное поле (положительный горб); в точках *2*, *4* и *6* показано сложение впадин (пунктирные линии), получается отрицательное суммарное поле (отрицательный горб). Из фиг. 42,*б* видно различие между длиной плоской волны λ и длиной суммарной волны $\lambda_{в}$, причем очевидно, что $\lambda_{в} > \lambda$.

Таким образом, вдоль волновода распространяются волны, образующиеся в результате взаимодействия, группирования плоских волн. Эти волны и переносят вдоль волновода электромагнитную энергию с групповой скоростью $v_{гр}$.

Для данной ширины a волновода угол α между фронтом плоской волны и узкой стенкой тем меньше, чем ближе дли-

на плоской волны к критической. По мере приближения частоты генератора к критическому значению фазовая скорость возрастает, а групповая уменьшается, и когда частота достигает критического значения, угол α становится равным нулю. При этом групповая скорость равна нулю, а фазовая становится бесконечно большой. Это означает, что энергия не распространяется вдоль волновода, так как плоские волны отражаются только поперек волновода (фиг. 42,*в*).

Вдоль волновода поля изменяются в одинаковой фазе. Напряженности полей быстро убывают, так как любой участок волновода оказывается как бы замкнутым небольшим индуктивным сопротивлением (вспомните сравнение волновода с двухпроводной линией).

Длина волны в заполненном воздухом волноводе определяется следующим соотношением:

$$\lambda_в = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \frac{\lambda}{\lambda_{кр}}}},$$

где λ — длина волны в свободном пространстве при той же частоте колебаний;

$\lambda_{кр}$ — критическая длина волны.

Например, в волноводе с широкой стенкой $a = 7{,}2$ *см* длина волны типа TE_{10} ($\lambda_{кр} = 2a$) будет в 1,4 раза больше, чем в свободном пространстве.

Волновое сопротивление волновода зависит не только от его размеров и формы, но и от класса и типа волны в нем [1].

Если волновод заполнен диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε, то групповая и фазовая скорости уменьшаются в $\sqrt{\varepsilon}$ раз. Длина волны в волноводе также уменьшится и определяется формулой

$$\lambda_в = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon - \frac{\lambda}{\lambda_{кр}}}}$$

---

[1] Для TM волн $Z_0 = 377 \frac{\lambda}{\lambda_в}$.

Для TE волн $Z_0 = 377 \frac{\lambda_в}{\lambda}$.

Сравнение волновода с коаксиальной линией

Волноводы имеют ряд преимуществ перед коаксиальными линиями.

1. В то время как в коаксиальной линии часть энергии теряется в опорных шайбах за счет потерь в диэлектрике, в волноводе, заполненном воздухом, такие потери отсутствуют.

2. Потери в металле в коаксиальной линии происходят в основном на внутреннем проводнике. Так как диаметр его меньше диаметра внешнего, то сечение поверхностного слоя, в котором протекают токи, мало и сопротивление его велико. В волноводе внутренний проводник отсутствует, и ток проходит только по внутренней поверхности стенок в слое большего сечения, чем на внутреннем проводнике коаксиальной линии. Следовательно, потери в металле волновода меньше, чем в коаксиальной линии.

3. По волноводу можно передавать бóльшую мощность, чем по коаксиальной линии. Основным ограничением передаваемой мощности является опасность электрического пробоя промежутка, который при одних и тех же внутренних размерах у волновода больше, чем у коаксиальной линии.

4. Волновод проще в конструктивном отношении, в нем отсутствует внутренний проводник, требующий специального крепления.

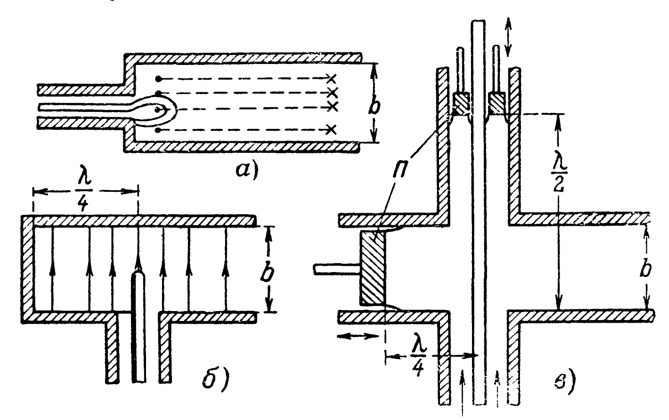
К недостаткам волновода можно отнести наличие критической длины волны. В то время как по коаксиальной линии могут передаваться волны любой длины, размеры волновода надо увеличивать с возрастанием длины волны.

На концах волновода делаются фланцы для соединений при помощи болтов с другими отрезками волноводов. Всякая шероховатость, вмятина на внутренней поверхности волновода приводят к возникновению отраженных волн. Поэтому внутренняя поверхность тщательно обрабатывается (до зеркальной поверхности), а также покрывается тонким слоем серебра для уменьшения сопротивления.

Передача энергии от генератора в волновод чаще всего производится при помощи коаксиальной линии. На фиг. 43 схематически показаны некоторые способы соединения коаксиальной линии с волноводом. На фиг. 43,*а* показано соединение при помощи петли, входящей в полость волновода. По петле, присоединенной к внешнему и внутреннему проводникам коаксиальной линии, проходят высокочастотные токи. Замкнутые магнитные силовые линии, охватывающие

петлю, дают начало волне, распространяющейся в волноводе. Этот способ связи называют *магнитным.*

На фиг. 43,*б* показан пример *электрической* связи. Центральный проводник коаксиальной линии входит в волновод в виде штыря. Для наиболее полной передачи энергии из линии в волновод штырь определенной длины должен проходить в центральной части широкой стенки на расстоянии примерно $\frac{\lambda}{4}$ от замкнутого конца волновода. Между штырем и замкнутой стенкой образуется стоячая волна с ма-



Фиг. 43. Способы связи коаксиальной линии с волноводом.

ксимумом электрического поля у штыря, которая и дает начало распространению волн вдоль волновода. Другой тип электрической связи с настройкой показан на фиг. 43,*в*. Подбирая положение волноводного и коаксиального поршней *П* с пружинными контактами, можно добиться наиболее эффективной передачи энергии. Примерное расположение поршней для наилучшей передачи энергии показано на фиг. 43,*в*.

Устранение отражений в коаксиальных линиях и волноводах

В коаксиальных линиях и волноводах отражения волн могут возникнуть в следующих местах:

1) от нагрузочного сопротивления, не согласованного с волновым сопротивлением линии или волновода;

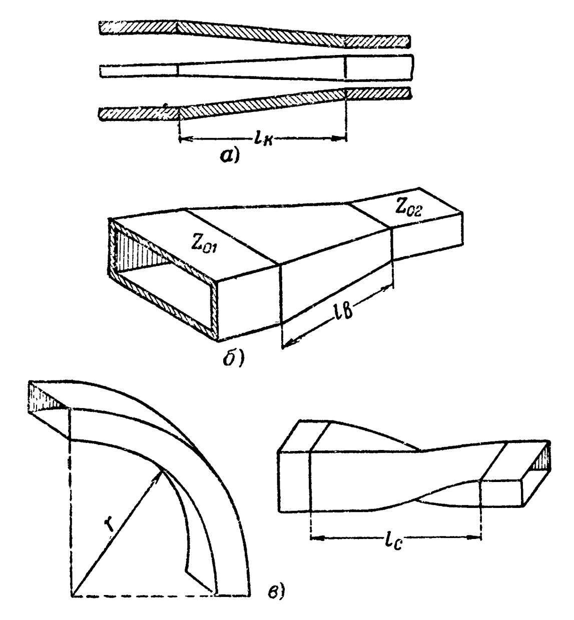
2) в месте соединения двух коаксиальных линий или волноводов, отличающихся размерами;

3) в месте резкого изгиба линии или волновода.

Вообще отраженные волны возникают при всяком изменении размеров и формы волновода или линии, резком изменении свойств диэлектрического наполнителя.

Опишем сначала согласующие устройства, основанные на плавном изменении формы или размеров линий или волноводов.

На фиг. 44,*а* показано соединение отличающихся размерами коаксиальных линий при помощи конического пере-

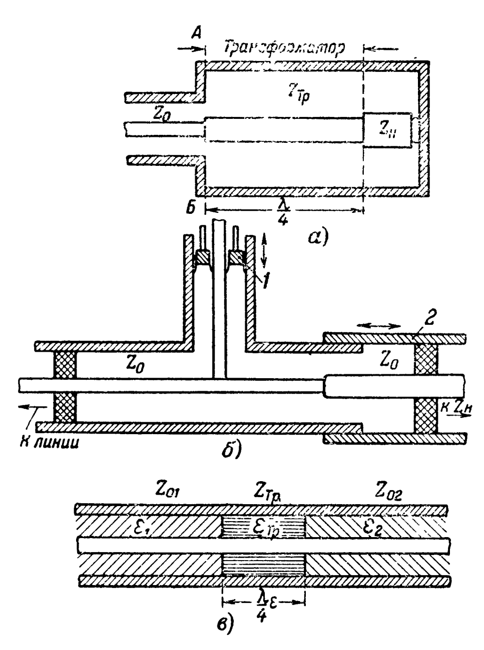


Фиг. 44. Примеры согласования линий и волноводов.

ходника. Вдоль конического переходника волновое сопротивление плавно изменяется от Z_{01}, определяемого размерама одной линии, до Z_{02}, соответствующего второй линии. Чем длиннее переходник, тем плавнее происходит это изменение. Практически отражение устраняется, если длина $l_к$ переходника не менее длины волны, распространяющейся в линии. Само собой разумеется, что вместо одной из линий может быть присоединено соответствующее нагрузочное сопротивление. На фиг. 44,*б* показан конический переходник для соединения двух волноводов различных размеров. Хорошее согласование получается при длине переходника $l_в$ в 5—8 длин волн. На фиг. 44,*в* показаны два переход-

ных волноводных колена. Первое предназначено для соединения двух волноводов под прямым углом. Радиус закругления r колена должен быть не менее двух длин волн. Второе — для поворота волновода вокруг оси на 90°. Длина скрученной части l_c берется не менее двух длин волн.

Другой класс согласующих устройств подобен описанным ранее трансформаторам для двухпроводной линии, т. е. основан на компенсации уже возникших отражений. В коак-



Фиг. 45. Согласующие устройства в коаксиальных линиях.

сиальной линии возникают отражения от опорных шайб. Для устранения этих отражений шайбы помещаются на таком расстоянии l друг от друга, чтобы отражение от одной шайбы компенсировалось отражением от другой. На фиг. 45,*а* изображен четвертьволновой коаксиальный трансформатор. Он представляет отрезок коаксиальной линии длиной $\frac{\lambda}{4}$, включаемый между линиями и нагрузочным сопротивлением (или линией с другим волновым сопротивлением). Размеры

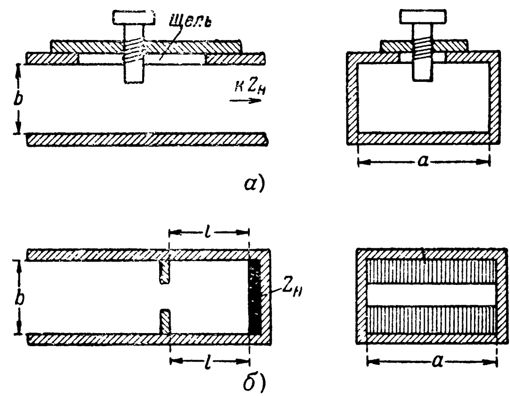
трансформатора подбираются так, чтобы его волновое сопротивление Z_{mp} удовлетворяло соотношению

$$Z_{mp} = \sqrt{Z_0 Z_\kappa},$$

где Z_0 — волновое сопротивление линий;
$Z_н$ — сопротивление нагрузки.

При этих условиях волны, отраженные от $Z_н$, компенсируются волнами, отраженными от границы линии с трансформатором ($АБ$).

На фиг. 45,*б* изображено согласующее устройство в виде раздвижной линии со шлейфом. Помещая это устройство между линией и согласуемым сопротивлением и подбирая



Фиг. 46. Согласующие устройства в волноводах.

соответствующие положения поршня *1* и удлинителя *2*, можно добиться почти полной компенсации отражений от $Z_н$ (а также и от опорных шайб). Хотя при перемещении удлинителя его проводники скользят по соответствующим проводникам неподвижной линии и, следовательно, имеют большие размеры, однако отношение между диаметрами проводников удлинителя сохраняется таким же, как и для неподвижной линии. Поэтому волновое сопротивление остается неизменным.

Как мы знаем, волновое сопротивление коаксиальной линии зависит не только от соотношения размеров проводников, но и от диэлектрической проницаемости ε диэлектрика, заполняющего пространство между ними. Это дает

возможность применять в качестве согласующего устройства диэлектрические втулки длиной $\frac{\lambda}{4}$ $\left(\text{помня, что в диэлектрике } \lambda_{\varepsilon} = \frac{\lambda}{\sqrt{\varepsilon}}\right)$. На фиг. 45,*в* приведен пример согласования при помощи такой втулки двух линий с разными диэлектрическими заполнителями. На основании выражений для волнового сопротивления легко показать, что при длине втулки $\frac{\lambda_{\varepsilon}}{4}$ она будет действовать как четвертьволновой трансформатор, если

$$\varepsilon_T = \sqrt{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}.$$

Некоторые устройства для согласования в волноводах показаны на фиг. 46.

Реактивный штырь (фиг. 46,*а*) проходит внутрь волновода сквозь щель, прорезанную в широкой стенке волновода вдоль оси последнего. Штырь частично отражает волны, распространяющиеся по волноводу к нагрузочному сопротивлению. Подбирая глубину погружения штыря и его положение вдоль щели, можно добиться, что отраженные от него волны будут компенсировать волны, отраженные от $Z_н$.

Подобная компенсация отражений может быть осуществлена и при помощи *диафрагм* — металлических пластинок, помещаемых поперек волновода. Если поместить на нужном расстоянии l от нагрузочного сопротивления $Z_н$ определенную по форме и размерам диафрагму, то отраженные от нее волны будут взаимодействовать с волнами, отраженными от $Z_н$, компенсируя их. В зависимости от характера сопротивления нагрузки (является ли ее реактивная часть индуктивной или емкостной) применяют тот или иной тип диафрагмы. В частности, на фиг. 46,*б* показана форма емкостной диафрагмы.

В волноводе применяется и четвертьволновая втулка из диэлектрика, действующая подобно *четвертьволновой втулке* в коаксиальной линии (фиг. 45,*в*).

Мощность генератора сантиметровых волн в значительной степени зависит от величины и характера сопротивления нагрузки. При несоответствующем нагрузочном сопротивлении к генератору идут отраженные волны, нарушающие режим его работы и тем самым снижающие генерируемую мощность. В тех случаях, когда желательно обеспечить независимость работы генератора от нагрузки, применяют так называемые *развязки*: нагрузочное сопротивление соеди-

няется с генератором при помощи линии, значительно поглощающей энергию. В качестве линии-развязки может быть использован коаксиальный кабель с сильно поглощающим заполнителем (например, резиной). Применяют и коаксиальные линии с воздушной изоляцией. Центральный проводник этих линий покрывают тонким слоем вещества, обладающего большим сопротивлением (например, графита). Волны, отраженные от нагрузочного сопротивления, проходя по линии-развязке, частично поглощаются и действие их на генератор становится незначительным. Само собой разумеется, что в равной степени убывают и волны, идущие от генератора к нагрузке. Таким образом, независимость работы генератора приобретается за счет значительного снижения мощности, передаваемой нагрузочному сопротивлению.

ГЛАВА ПЯТАЯ

ИЗЛУЧАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА

Перейдем к последнему элементу радиопередающего устройства — антенне.

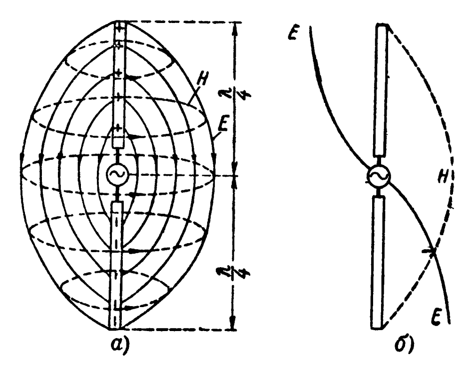
Посмотрим, как видоизменяются излучающие устройства — антенны — при переходе от высоких частот к сверхвысоким.

Двухпроводная линия превращается в антенну

Чтобы уменьшить излучение из двухпроводной линии, нужно, как мы видели, уменьшить расстояние между проводами. Очевидно, что для достижения максимального излучения нужно по возможности увеличить это расстояние — оно будет наибольшим, когда провода располагаются по одной прямой. Если линию длиной $\frac{\lambda}{4}$ полностью развернуть, то электрические и магнитные силовые линии располагаются вокруг нее, как показано на фиг. 47,*а*. Такая развернутая линия представляет собой антенну, называемую *полуволновым вибратором*. Для простоты изображения густота линий на фиг. 47,*а* показана везде одинаковой, на самом же деле магнитное поле максимально в центре вибратора и спадает до нуля к его концам, электрическое — максимально на концах и равно нулю в центре (фиг. 47,*б*). Направление электрических силовых линий в обеих полови-

нах вибратора противоположно: в верхней половине силовые линии выходят из провода, в нижней — входят в него. Магнитные силовые линии одинаково направлены во всех участках вдоль вибратора.

По мере периодического изменения тока в вибраторе изменяется величина и направления полей. В течение первой четверти периода ток в вибраторе возрастает, следовательно, возрастает и магнитное поле вокруг вибратора. Так как электрическое поле опережает магнитное на четверть периода, то к концу первой четверти оно спадает до нуля. Во вторую четверть электрическое поле возрастает, а маг-



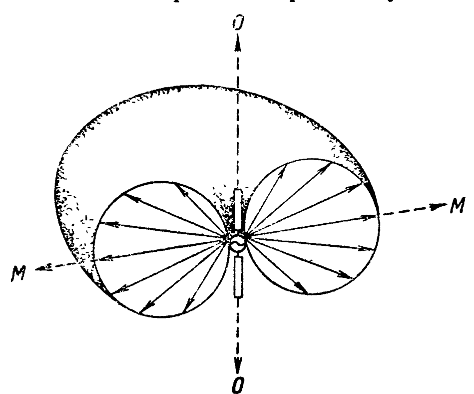
Фиг. 47. Превращение четвертьволновой линии в полуволновой вибратор.

нитное убывает. К концу этой четверти электрическое поле достигает максимума, а магнитное спадает до нуля. Далее процесс повторяется, но направление силовых линий полей противоположно направлению их в первые две четверти периода. Таким образом, в вибраторе электрическое и магнитное поля сдвинуты по фазе на четверть периода: происходит периодический переход энергии магнитного поля в энергию электрического и обратно.

Магнитное поле вибратора в течение четверти периода распространится от него на расстояние в четверть длины волны и встретит электрическое поле в той же фазе, вышедшее на четверть периода раньше. Таким образом, на достаточно большом расстоянии от вибратора электрическое и магнитное поля будут изменяться уже в фазе. Как мы уже знаем, всякое изменение в пространстве электрического поля вызывает появление соответственно изменяющегося магнитного, и наоборот. Следовательно, от вибратора будут рас-

пространяться в пространство электромагнитные волны (некоторая часть энергии, сообщаемой генератором вибратору, теряется в сопротивлении его проводов, поэтому всегда желательно уменьшать и сопротивление последних).

Если энергия излучается равномерно во все стороны пространства, то плотность S потока мощности (поток энергии, проходящей в 1 сек. через воображаемую площадку про-



Фиг. 48. Диаграмма излучения полуволнового вибратора.

странства в 1 *см*²) будет одинаковой для всех направлений. Чем больше расстояние от излучателя, тем меньше плотность потока. Очевидно, что для определения S_R в ваттах на квадратный сантиметр (плотности потока излучаемой энергии на расстоянии R от излучателя) нужно поделить всю излучаемую энергию P на величину поверхности сферы радиуса R, в центре которой находится излучатель,

$$S_R = \frac{P}{4\pi R^2},$$

где $4\pi R^2$ — поверхность сферы, *см*².

Излучение вибратора неодинаково во всех направлениях. Максимальное излучение происходит в направлении, перпендикулярном его оси, в этом направлении оно в полтора раза больше, чем было бы при равномерном излучении (конечно, при той же энергии генератора). В направлении оси вибратора излучение не происходит [1]. Таким образом, вибратор дает в некоторой степени направленное излучение.

---

[1] Предоставляем читателю при помощи правила штопора проверить направление излучения в зависимости от направлений H и E.

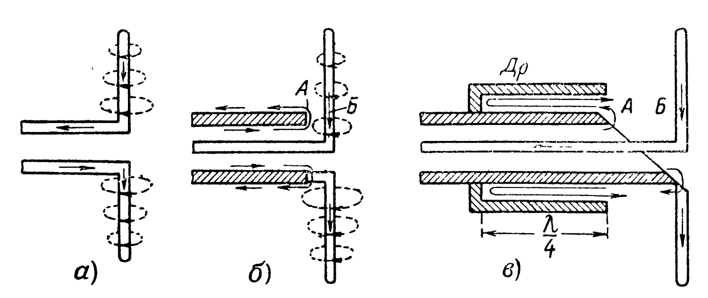
Изобразим излучаемую вибратором энергию в виде стрелок, указывающих направление излучения. Длина стрелок пусть соответствует итенсивности излучения в данном направлении. Тогда концы стрелок образуют в пространстве поверхность, которую называют *диаграммой излучения* вибратора. Половина такой поверхности показана на фиг. 48 *.

Рассмотренный нами вибратор не является единственным типом антенны. Существует много различных видов антенн, отличающихся по форме и размерам. Однако для достижения наибольшего излучения размеры антенны должны быть сравнимы с длиной волны.

С увеличением частоты эффективность излучения сильно возрастает. Поэтому при переходе к сверхвысоким частотам чаще приходится заботиться о предотвращении излучения в ненужных местах, чем об увеличении его из антенны.

Излучатели сантиметровых волн

Для сантиметровых волн легко осуществить антенну, размеры которой сравнимы с длиной волны. Для излучения волн длиной 10 *см* полуволновой вибратор должен быть длиной всего 5 *см*. Наилучшие условия излучения полу-

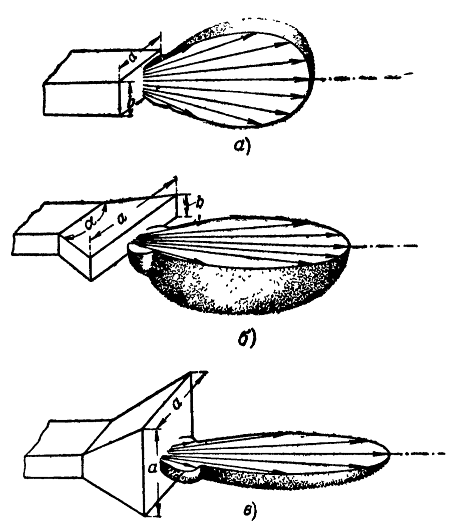


Фиг. 49. Различные способы включения вибратора в коаксиальную линию.

чаются при симметричном питании вибратора. На фиг. 49,*а* показан симметричный вибратор, включенный в двухпроводную линию. Заряды и токи симметрично распределены в обеих его половинах. На фиг. 49,*б* показано несимметричное включение вибратора в коаксиальную линию. Магнитное поле в верхней половине вибратора создается вокруг тока,

* При равномерном излучении диаграмма излучения имеет вид сферы.

проходящего по проводу вибратора, и тока, идущего с внутренней на наружную поверхность внешнего проводника. Так как эти токи имеют противоположное направление (*А* и *Б*), то создаваемые ими магнитные поля частично уничтожают друг друга. В нижней половине соответствующие токи имеют одинаковое направление, и магнитные поля их складываются. В результате магнитное поле в верхней половине вибратора слабее, чем в нижней. Но если внешний проводник сделать скошенным, то токи в участках *А* и *Б*



Фиг. 50. Излучение из волноводов.

будут удалены друг от друга (фиг. 49,*в*), поэтому взаимодействие противоположно направленных полей несколько ослабится и несимметрия частично устранится. Более эффективным является метод, приведенный на той же фиг. 49,*в*. На наружной части внешнего проводника находится стакан — дроссель длиной $\frac{\lambda}{4}$. В точке *А* встречаются два тока: идущий с внутренней части на наружную и отраженный от замкнутого конца дросселя. Так как фаза первого отличается от фазы второго на полпериода, то они частично компенсируют друг друга, следовательно, уничтожается и создаваемое ими магнитное поле. Подобная компенсация токов происходит вообще в любой точке по краю внешнего проводника. Таким образом, в обеих половинах

вибратора имеются почти равные токи, и распределение магнитных полей получается более симметричным.

Как мы уже говорили полуволновой вибратор дает максимальное излучение в направлении, перпендикулярном его оси. В этом направлении излучается в полтора раза больше энергии, чем от равномерно излучающего устройства.

Степень направленного любого излучателя определяют *коэффициентом направленного действия* G. Этот коэффициент показывает, во сколько раз мощность, излучаемая данным устройством в определенном направлении, больше, чем полученная от равномерно излучающего устройства (при той же полной мощности в обоих излучателях). Таким образом, коэффициент направленного действия полуволнового вибратора равен 1,5.

Несколько более направленное излучение дают волноводные излучатели. На фиг. 50,*а* показана половина диаграммы излучения с открытого конца волновода. Коэффициент направленного действия для открытого конца волновода приближенно определяется соотношением

$$G \approx 10 \frac{ab}{\lambda^2},$$

где a и b — размеры отверстия, а λ — длина излучаемой волны. Для волноводов обычных размеров $G \approx 2{,}5$.

Направленность излучения волновода можно улучшить, сделав его расширяющимся в виде рупора. На фиг. 50,*б* показан *секторный рупор*, в котором расширяется только широкая стенка волновода. Угол раствора α рупора подбирается так, чтобы согласовать волновое сопротивление волновода с волновым сопротивлением пространства, равным 377 *ом*. Наилучшее согласование и направленность излучения получается при угле раствора между 40 и 60°. Диаграмма излучения секторного рупора несимметрична. Он дает достаточно узко-направленное излучение в сечении, параллельном расширяющейся стенке волновода, а в сечении, параллельном узкой стенке, направленность излучения такая же, как и с открытого конца волновода. Симметричную диаграмму излучения можно получить, расширяя обе стенки волновода. На фиг. 50,*в* показан *пирамидальный рупор* (с квадратным отверстием). Диаграмма его излучения показывает острую направленность во всех сечениях.

Коэффициент направленного действия рупоров определяется примерно тем же соотношением, что и для волно-

вода. Чем больше длина рупора и площадь его открытой части (раскрыва), тем более направленное излучение он дает. Так, например, коэффициент направленного действия пирамидального рупора длиной 15 *см* равен примерно 30 для волны 10 *см*.

Имеется много других типов рупоров, дающих разнообразные характеристики излучения.

Радиопрожектор

Сантиметровые волны при определенных условиях ведут себя подобно лучам света. Это дает возможность осуществить для них антенны с весьма острой направленностью. В технике сантиметровых волн широко применяются *отражательные антенны*, подобные световым прожекторам.

Как известно, для получения потока световых лучей, концентрированного в определенном направлении, применяются зеркала, форма которых представляет собой параболоид вращения (фиг. 51,*а*)[1]. Любую точку параболы можно построить, пользуясь уравнением:

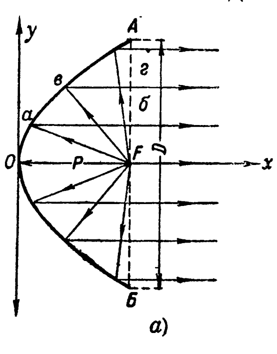
$$x = \frac{y^2}{4p},$$

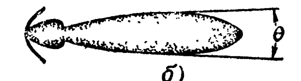
где p — расстояние вдоль оси параболы (ось x) от ее вершины до точки, называемой фокусом F. Пользуясь уравнением параболы, можно показать, что все расстояния, проходимые лучами от фокуса до плоскости *АБ*, равны между собой. Лучи света, выходящие из фокуса F параболоида под углом к поверхности последнего, отражаются от нее параллельно оси. Это свойство параболоида и положено в основу действия светового прожектора. При этом должны выполняться два условия: 1) размеры параболоида должны значительно превышать длину волны света и 2) размеры источника света должны быть значительно меньше размеров параболоида. Если в фокусе F параболоида достаточно больших размеров поместить вибратор сантиметровых волн, то волны, распространяющиеся от вибратора к внутренней поверхности параболоида, будут отражаться от нее и проходить через плоскость *АБ*. Пути, проходимые какой-либо фазой волны от вибратора к любой точке поверхности параболоида и до плоскости *АБ*, одинаковы (*Fаб* = *Fвг* и т. д.).

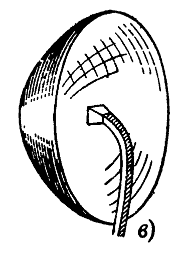
---

[1] Параболоид представляет поверхность, образуемую при вращении вокруг оси симметрии кривой, называемой параболой.

Фазы в любой точке плоскости *АБ* в данный момент времени будут также одинаковы, т. е. плоскость *АБ* является плоскостью равной фазы. Таким образом, от параболоида распространяется плоская волна в одном направлении — параллельно его оси. На фиг. 51,*б* показана типичная диаграмма излучения параболической антенны. Угол θ между направлениями, где излучаемая мощность уменьшается вдвое по сравнению с максимальной (вдоль оси параболоида), называют *шириной луча антенны*.







Фиг. 51. Антенны с параболическим отражателем.

На фиг. 51,*в* показан пример практического осуществления параболической антенны: облучение поверхности параболоида производится при помощи волновода, заканчивающегося рупором (в фокусе).

При облучении параболоида полуволновым вибратором через отверстие в вершине параболоида проходит коаксиальная линия, заканчивающаяся вибратором, помещенным в фокусе параболоида.

Коэффициент направленного действия параболической антенны определяется соотношением

$$G \approx 7 \frac{D^2}{\lambda^2},$$

где D — диаметр параболоида;
λ — длина излучаемой волны.

Для волн длиной 10 *см* обычно применяют параболоид диаметром 200 *см*. Коэффициент направленного действия в этом случае равен примерно 2 800, а ширина луча составляет около 4°.

Кроме параболоидов применяются и другие формы отражателей (например, параболический цилиндр), дающие разнообразные диаграммы излучения.

Антенны с параболическим рефлектором обладают свойством *направленного приема* в такой же степени, как и направленным излучением. Это означает, что диаграмма направленности антенны при приеме радиоволн будет такой

же, как и при их излучении. Максимальная мощность будет принята антенной, когда она ориентирована в направлении максимального излучения передающей антенны.

Коэффициент направленности антенны при приеме выражают обычно через ее *эффективную поглощающую поверхность* (поверхность, на которой плотность принимаемого потока мощности можно считать распределенной равномерно).

Эффективная поглощающая поверхность параболоидов и рупоров составляет 0,5—0,7 от площади в раскрыве.

Эффективная поглощающая поверхность полуволнового диполя равна примерно $0{,}13\ \lambda^2$.

Радиолинзы

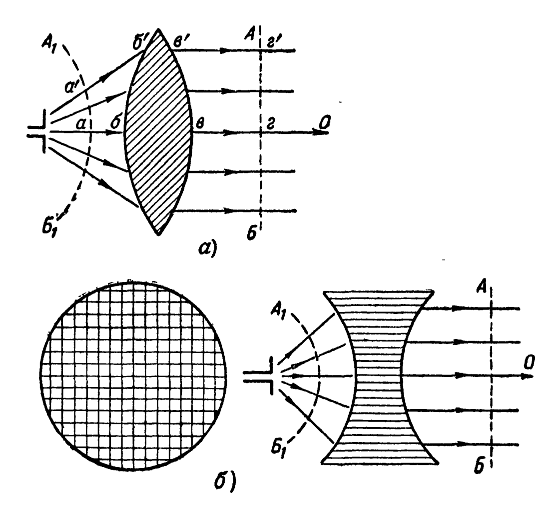
Известно, что если поместить точечный источник света в фокусе двояковыпуклой линзы, то лучи, проходя через линзу, преломляются и выходят из нее параллельным пучком. Действие линзы основано на том, что при прохождении через нее скорость луча замедляется в зависимости от толщины проходимого им участка линзы. Благодаря различному замедлению лучи всех направлений проходят через плоскость, лежащую за линзой и перпендикулярную ее оси, через одно и то же время с момента их испускания источником.

Подобное же действие будет производить соответствующего размера линза из диэлектрика в отношении сантиметровых волн (фиг. 52,*а*). Фаза волны в точке *а* проходит до точки *г* на плоскости *АБ* самый короткий путь. Однако часть пути *б-в* волна распространяется в диэлектрике, где фазовая скорость в $\sqrt{\varepsilon}$ раз меньше. Такая же фаза волны в точке *а'* проходит больший путь в направлении *а'б'в'г'*. Однако часть пути *б'-в'*, проходимая с меньшей скоростью, в данном месте короче. Можно подобрать линзу такой формы, чтобы время распространения фазы по любому пути было одинаковым. Тогда фаза от любой точки равнофазной поверхности $А_1Б_1$ дойдет до плоскости *АБ* в одно и то же время. Следовательно, после линзы будет распространяться плоская волна в направлении оси линзы и вместо волн, расходящихся в пространстве, мы получим волны, распространяющиеся в одном направлении (практически после линзы волны расходятся под острым углом).

Применение линз из диэлектрика практически нецелесообразно, так как размеры их очень велики. Так, например,

диаметр линзы из полистирола должен быть порядка 20 λ, а наибольшая толщина — порядка 4,5 λ.

Одной из практически пригодных форм линз является линза в виде решетки (фиг. 52,*б*). Двояковогнутая по форме она состоит из ячеек — прямоугольных волноводов, оси которых параллельны оси линзы. Размеры волноводов близки к критическим для используемых волн. Распространяющаяся от вибратора волна проходит через ячейки-вол-



Фиг. 52. Линзы, направляющие сантиметровые волны.

новоды, где фазовая скорость больше скорости в свободном пространстве. В центральной части волна проходит с увеличенной скоростью через короткие волноводы, на периферии длины волноводов больше и распространение фазы с повышенной скоростью происходит на большем пути. Поэтому фазы волны, распространяющиеся по периферии, «догоняют» фазу в центральной части, и поверхность становится плоской — равной фазы. Таким образом, после линзы волна становится плоской, распространяющейся в основном вдоль оси линзы.

Существует еще целый ряд конструкций радиолинз, основанных на этих же физических принципах.

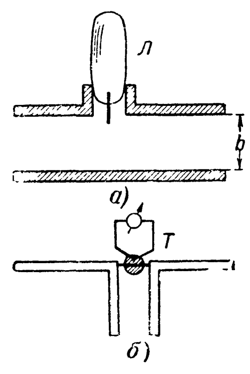
ГЛАВА ШЕСТАЯ

ИЗМЕРЕНИЯ НА САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Методы измерений различных электрических величин при сверхвысоких частотах в значительной мере отличаются от измерений на более низких частотах. Большинство методов и приборов для измерений на сантиметровых волнах предложено впервые советскими учеными (М. А. Бонч-Бруевич, В. В. Татаринов, А. А. Пистолькорс, М. С. Нейман и др.).

Как обнаружить наличие сверхвысокочастотной энергии

При работе с сантиметровыми волнами прежде всего необходимо установить наличие колебаний в генераторе и волн в линии передачи и антенне. Существует ряд приборов для обнаружения и грубой оценки высокочастотной мощности. Эти приборы называют *индикаторами мощности.*



Фиг. 53. Простейшие индикаторы мощности.

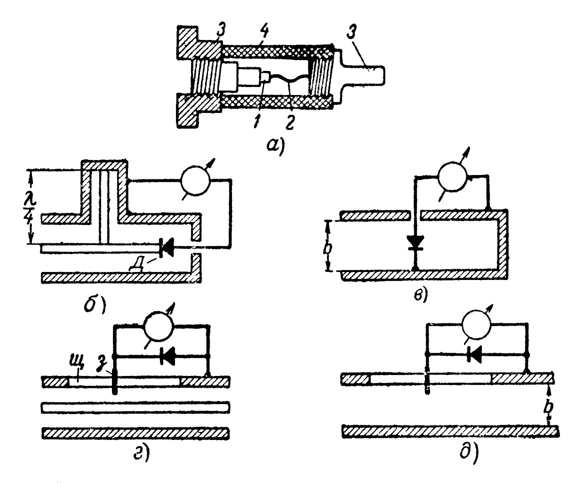
Для обнаружения наличия сантиметровых волн и грубой оценки их мощности применяют неоновые лампочки. Неоновая лампочка представляет наполненный разреженным газом (неоном) стеклянный баллончик с впаянным металлическим стерженьком. Под действием высокочастотного поля в неоне происходит высокочастотный разряд, сопровождающийся свечением. Яркость свечения тем больше, чем больше мощность высокой частоты. На фиг. 53,*а* показан пример включения неоновой лампочки *Л* в волновод.

Индикатором высокочастотной мощности может служить и обычный бесконтактный термоэлемент. До частоты порядка 10^9 *гц* ($\lambda = 30$ *см*) термоэлемент может служить для измерения высокочастотных токов, а при более высоких частотах он может быть пригоден только в качестве индикатора мощности. На фиг. 53,*б* показано включение термоэлемента *Т* в вибратор.

Более совершенным индикатором сверхвысокочастотных колебаний является кристаллический детектор.

Основным ограничением применения обычного детектора для сверхвысоких частот является емкость контакта крем-

ний — вольфрам. Поэтому для сверхвысоких частот применяются детекторы специальной конструкции (фиг. 54,*а*): тонкая вольфрамовая проволочка *2* касается поверхности кристалла *1* своим острием, так что емкость в контакте получается ничтожно малой. Детектор помещен в цилиндр из керамики *4* с двумя выводными контактами *3*. Чувствительность этого детектора довольно велика: при поглощении высокочастотной мощности в 1 *мвт* он развивает во включенном в его цепь приборе с небольшим сопротивлением ток порядка 1 *ма*. При мощности больше 200—500 *мвт* кри-



Фиг. 54. Кристаллический детектор и его включение в линию передачи.

сталл детектора выгорает. Поэтому в зависимости от величины исследуемой мощности применяют тот или иной способ включения детекторов. При мощностях, меньших, чем допустимая для детектора, он включается непосредственно в коаксиальную линию или волновод. В коаксиальной линии (фиг. 54,*б*) он включается в разрыв центрального проводника у замкнутого конца линии (в пучность тока), в волноводе (фиг. 54,*в*) его помещают перпендикулярно широкой стенке волновода в центральной ее части, на расстоянии примерно $\frac{\lambda}{4}$ от замкнутого конца (в пучности электрического поля). Если исследуемая мощность больше предельно допустимой для детектора, то он слабо связывается с высокочастотным полем. На фиг. 54,*г* и *д* показаны способы такой слабой связи при помощи штыря — зонда. Зонд *З*

проходит область высокочастотного поля сквозь щель *Щ*, прорезанную во внешнем проводнике параллельно оси коаксиальной линии или вдоль центральной части широкой стенки волновода. Высокочастотное электрическое поле создает между зондом и краями щели напряжение, которое подается к детектору. Величина напряжения зависит от степени погружения зонда: чем больше глубина погружения, тем бо́льшая мощность выделяется на детекторе.

Измерение отражений

Выше было отмечено, какое большое значение при передаче энергии сверхвысокой частоты имеет согласование линии передачи с нагрузочным сопротивлением. Поэтому необходимо уметь измерять степень согласования.

Известно, что в линии с несогласованной нагрузкой ($Z_н \neq Z_0$) в результате отражения волн от нагрузочного сопротивления возникают стоячие волны. Благодаря сложению амплитуд напряжений падающей $U_п$ и отраженной $U_о$ волн напряжение в пучностях максимально и равно:

$$U_{макс} = U_п + U_о.$$

Напряжение в узлах минимально и равно:

$$U_{мин} = U_п - U_о.$$

Отношение $U_{мин}$ к $U_{макс}$ называют *коэффициентом бегущей волны* (КБВ) и обозначают буквой k:

$$k = \frac{U_{мин}}{U_{макс}} = \frac{U_п - U_о}{U_п + U_о} .$$

По значению КБВ можно судить о степени согласования и о соотношении между сопротивлением нагрузки и волновым сопротивлением линии. Действительно, из приведенной формулы нетрудно найти, что

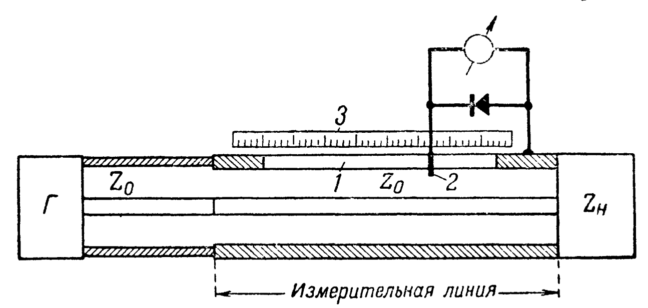
$$\frac{1-k}{1+k} = \frac{U_о}{U_п} .$$

Но $\frac{U_о}{U_п}$ — это коэффициент отражения p. Следовательно,

$$p = \frac{1-k}{1+k}.$$

Таким образом, определив КБВ, мы можем вычислить коэффициент отражения, а по нему, если известно волновое сопротивление линии, определить сопротивление нагрузки.

Измерение КБВ производится при помощи *измерительной линии*, которую включают между линией передачи и ее нагрузочным сопротивлением. На фиг. 55 показана принципиальная схема *коаксиальной измерительной линии*. Она представляет отрезок коаксиальной линии, во внешнем проводнике которой параллельно оси прорезана узкая щель *1*. Вдоль щели перемещается зонд *2* с детектором, подключенным к прибору постоянного тока. Перемещение



Фиг. 55. Коаксиальная измерительная линия.

зонда отмечается по специальной шкале *3*. Передвигая зонд вдоль щели и отмечая показания прибора, можно построить график распределения напряжения вдоль линии. Если волновое сопротивление Z_0 измерительной линии такое же, что и у основной линии передачи, то распределение напряжения вдоль линии будет зависеть только от величины и характера нагрузочного сопротивления (зонд делается настолько малым, чтобы он не вносил заметных отражений).

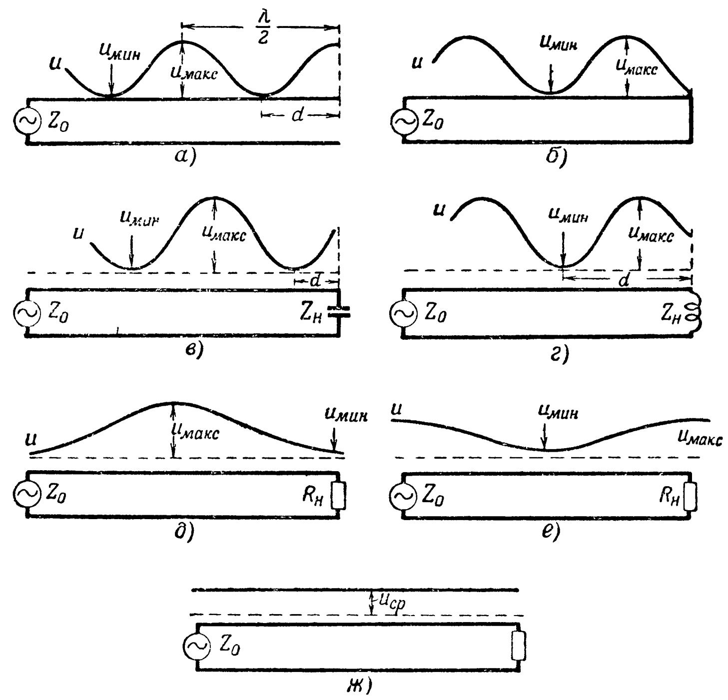
На фиг. 56 приведены графики распределения напряжения стоячих волн вдоль измерительной линии при различных нагрузках.

В разомкнутой (фиг. 56,*а*) и замкнутой (фиг. 56,*б*) линиях напряжение в узлах близко к нулю (полное отражение). В замкнутой линии минимум напряжения находится на конце линии, а в разомкнутой — на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от конца.

В линии, нагруженной реактивным (фиг. 56,*в* и *г*) сопротивлением, напряжение в узлах несколько отлично от нуля. Первый от конца линии минимум (узел) находится на не-

котором расстоянии d, зависящем от величины и характера нагрузки.

В линии, нагруженной активным сопротивлением (фиг. 56,*д* и *е*), наряду со стоячими волнами распространяются и бегущие волны. Последние наводят в зонде некое среднее постоянное напряжение, а стоячие волны дают соответственно распределенное напряжение. В результате на-



Фиг. 56. Распределение напряжения вдоль линии при различных нагрузках.

пряжение незначительно изменяется вдоль линии. Если сопротивление нагрузки меньше волнового сопротивления линии (фиг. 56,*д*), то минимум напряжения находится на конце (у нагрузки). Если же сопротивление нагрузки больше волнового (фиг. 56,*е*), то на конце находится максимум напряжения.

При нагрузке, равной волновому сопротивлению (фиг. 56,*ж*), в линии распространяются бегущие волны и в любой точке вдоль линии образуется одинаковое среднее напряжение.

Рассмотрение графиков позволяет нам сделать следующие выводы:

1. При помощи измерительной линии можно определить КБВ, так как максимальное ($I_{макс}$) и минимальное ($I_{мин}$) показания прибора соответствуют $U_{макс}$ и $U_{мин}$ в линии, следовательно,

$$k = \frac{I_{мин}}{I_{макс}} .$$

2. При помощи измерительной линии можно измерить длину волны, распространяющейся в линии, так как расстояние между соседними минимумами или соседними максимумами равно половине длины волны.

Измерение сопротивления нагрузки $Z_н$ производят следующим путем. Измеряемое сопротивление $Z_н$ присоединяют к концу измерительной линии с известным волновым сопротивлением Z_0. Линию питают от генератора и измеряют КБВ и d (расстояние вдоль линии) от $Z_н$ до ближайшего к нему минимума.

Тогда:

а) если $U_{макс}$ получается на конце линии или на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ — $U_{мин}$, то $Z_н$ — чисто активно и определяется соотношением

$$R_н = \frac{Z_0}{k}$$

(посмотрите на изменение характера сопротивления в разомкнутой и замкнутой линиях на фиг. 27 и 28);

б) если $U_{мин}$ получается на конце линии или на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ — $U_{макс}$, то $Z_н$ также чисто активно и равно:

$$R_н = kZ_0;$$

в) если $U_{мин}$ получается на некотором расстоянии d от конца линии, то $Z_н$, вообще говоря, имеет активный и реактивный характер. Измерив k, расстояние d от $Z_н$ до ближайшего минимума, зная длину волны λ и волновое сопротивление Z_0, можно вычислить по специальным формулам (или определить по специальной круговой диаграмме) активную $R_н$ и реактивную $X_н$ составляющие сопротивле-

ния нагрузки $Z_н^*$. Если вычисленное значение $X_н$ окажется отрицательным, то это указывает на емкостный характер, если же $X_н$ положительно, то на индуктивный характер реактивной части $Z_н$.

Для измерений согласования нагрузки с волноводом применяют *волноводную измерительную линию.* Ее устройство принципиально не отличается от коаксиальной измерительной линии. Щель в волноводной линии прорезана в центральной части широкой стенки волновода вдоль его оси. Методы измерений с волноводной линией, а также способы вычисления определяемых величин не отличаются от описанных выше. Следует только помнить, что длина волны в волноводе больше, чем в свободном пространстве.

Конструкция измерительной линии должна обеспечить надежность работы и точность измерений. Для этого необходимо выполнять следующие условия: а) при измерении КБВ распределение полей, распространяющихся в измерительной линии, не должно искажаться; б) показания прибора должны быть возможно бо́льшими.

Если щель прорезана точно параллельно оси линии, то она не будет вносить искажений. Однако практически всегда имеется некоторое отклонение от точной параллельности, благодаря чему в щели могут возникнуть так называемые щелевые волны. Действие этих волн на зонд может сильно исказить результаты измерений КБВ. Зонд должен перемещаться точно по середине щели при небольшой и неизменной глубине его погружения в щель. При очень малой глубине погружения зонда связь его с полем волны будет слабой и напряжение на детекторе, соединенном с зондом, будет очень малым. Для преодоления этих затруднений зонд и детектор помещают в специальные *индикаторные головки.* На фиг. 57 показана индикаторная головка *1* коаксиального типа. Она перемещается вдоль линии на каретке *2*,

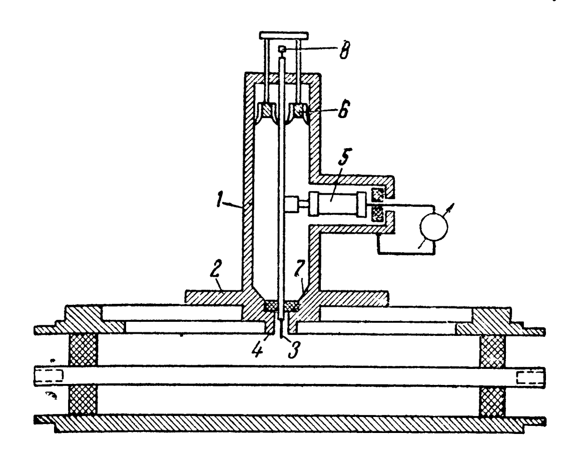
---

* $R_н$ и $X_н$ определяются из соотношений:

$$R_н = Z_0 \frac{k}{k^2 \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} d\right) + \cos^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} d\right)};$$

$$X_н = Z_0 \frac{0,5\,(k^2 - 1)\sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} d\right)}{k^2 \sin^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} d\right) + \cos^2\left(\frac{2\pi}{\lambda} d\right)}.$$

скользящей по внешнему проводнику линии. Во избежание возникновения щелевых волн зонд *3* окружен цилиндрическим экраном *4*, который в то же время обеспечивает направление движения каретки вдоль щели. Детектор *5* согла-



Фиг. 57. Схематическая конструкция коаксиальной индикаторной головки.

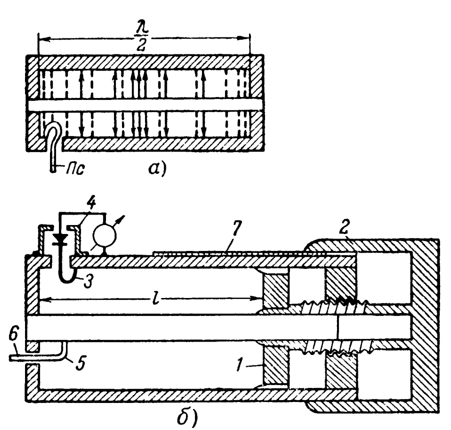
суется с зондом при помощи поршня настройки *6* и конического перехода *7*. Погружение зонда в щель регулируется винтом *8*. Все части измерительной линии изготовляются с большой механической точностью.

Измерение длины волны

Длина волны может быть грубо измерена при помощи измерительной линии, однако для более быстрых и более точных измерений разработан целый ряд специальных *волномеров*. Наиболее широкое применение получили *резонансные волномеры*, основной частью которых является коаксиальный или объемный резонатор.

Известно, что замкнутые и открытые коаксиальные линии, длина которых равна целому числу $\frac{\lambda}{4}$, по существу являются резонаторами и в них можно возбудить электромагнитные колебания соответствующей частоты. Но чтобы не допустить излучения энергии в пространство, в качестве резонаторов следует применять линии, замкнутые с обоих концов.

На фиг. 58,*а* показан полуволновой коаксиальный резонатор. В таком резонаторе можно возбудить электромагнитные колебания с длиной волны, вдвое превышающей длину резонатора. Поля стоячей волны, возникающей в резонаторе, будут периодически изменяться по величине и направлению: магнитное поле достигает максимального значения у замкнутых концов, а электрическое — в середине резонатора. Колебания в резонаторе возбуждаются при помощи



Фиг. 58. Коаксиальный волномер.

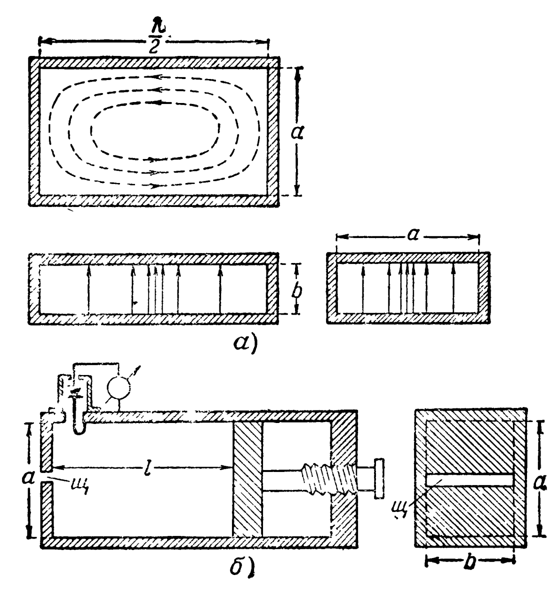
петли связи ПС, которая вне резонатора переходит в штырь-антенну (или коаксиальную линию). Если поместить штырь-антенну в поле измеряемых волн, то токи высокой частоты в петле вызовут вокруг нее магнитное поле, дающее начало колебаниям в резонаторе.

Принцип работы коаксиального волномера можно уяснить из фиг. 58,*б*. Длина короткозамкнутого резонатора изменяется в зависимости от положения поршня *1*, передвигаемого при помощи микрометрической головки *2*. У замкнутого конца резонатора имеется петля связи *3*, соединенная с индикаторным устройством *4* (детектор и прибор постоянного тока). Силовые линии магнитного поля, пронизывающие петлю *3*, наводят в ней э. д. с., прикладываемую к детектору. Возбуждение резонатора производится при помощи петли связи *5* со штыревой антенной *6*.

Измерение длины волны производится следующим образом. Антенну помещают в поле волн, длину которых надо измерить. При помощи микрометрической головки перемещают поршень *1*, пока прибор индикатора не покажет ма-

ксимальное значение тока, которое получится при резонансе, т. е. когда расстояние l от замкнутого конца резонатора до поршня будет равно половине длины волны. Это расстояние l отмечается по шкале 7.

Коаксиальные волномеры различных типов позволяют быстро и достаточно точно (с точностью до 0,05%), измерять волны длиной от 3 до 12 *см*. При более коротких волнах в резонаторе, кроме основной волны ТЕМ, могут воз-



Фиг. 59. Волномер с прямоугольным резонатором.

буждаться волны с другим характером распределения полей (высшие типы волн) и измерения становятся неточными.

Более точными (до 0,01%) и широкодиапазонными (от 1 до 15 *см*) являются волномеры с объемным резонатором. Рассмотрим в качестве примера волномер с прямоугольным резонатором.

На фиг. 59,*а* показано распределение поля в таком резонаторе, когда длина его равна половине длины возбуждаемой в нем волны типа TE_{10}. Принцип действия этого волномера подобен действию коаксиального. Возбуждение колебаний в резонаторе производится через щель *Щ*, прорезанную параллельно узкой стороне (фиг. 59,*б*). Подбирая положения поршня, добиваются резонанса по максималь-

ному показанию прибора. При резонансе расстояние l от поршня до замкнутой стенки равно половине длины волны $\frac{\lambda_в}{2}$, возбуждаемой в резонаторе. Но так как в резонаторе, как и во всяком волноводе, длина волны больше, чем в пространстве, то по измеренной $\lambda_в$ нужно определить λ в свободном пространстве. Для волны TE_{10} теория дает соотношение

$$\lambda = \lambda_в \sqrt{1 + \frac{\lambda_в^2}{4a^2}},$$

где $\lambda_в$ — длина волны в резонаторе;
a — ширина широкой стенки резонатора;
λ — измеряемая волна (в пространстве).

Измерение мощности

Описанные выше индикаторы дают возможность только установить наличие мощности, произвести грубую оценку ее величины. Рассмотрим приборы, при помощи которых можно *измерять* мощность сантиметровых волн.

Чаще всего необходимо определить, какую мощность генератор способен отдать согласованной нагрузке, т. е. измерить номинальную мощность. Как мы знаем, высокочастотная мощность, поглощенная активным сопротивлением, переходит в тепло. На этом явлении и основано большинство методов измерения сверхвысокочастотной мощности. Приборы для измерения мощности сантиметровых волн называют *измерителями мощности*. Различают два основных класса измерителей мощности:

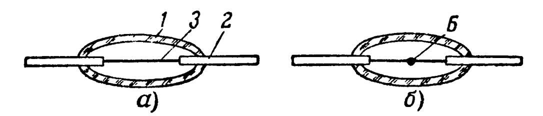
1) измерители малых мощностей — от долей милливатта до 1 *вт*;

2) измерители больших мощностей — от 1—5 *вт* до 1 000 *вт*.

В измерителях малой мощности используются *термосопротивления*, т. е. сопротивления, величина которых зависит от температуры их нагрева. Известно, что сопротивление большинства металлических проводников при нагревании увеличивается. На этом свойстве основано использование так называемого болометра (фиг. 60,*а*). Он представляет собой стеклянный баллон *1*, в который при помощи выводов *2* впаяна тонкая проволочка из платины или вольфрама *3*. В поле высокой частоты проволочка за счет поглощения высокочастотной мощности нагревается и сопротив-

ление ее заметно увеличивается. Так, например, сопротивление вольфрамовой проволочки диаметром 0,01 *мм* и длиной 8 *мм* в холодном состоянии равно 6 *ом*. При поглощении мощности 8 *мвт* сопротивление этой проволочки равно 20 *ом* и при 32 *мвт* — 40 *ом*. Максимальная допустимая мощность для измерения таким болометром равна 100 *мвт*. При наполнении баллона инертным газом она повышается до 2—3 *вт*.

Значительно большей чувствительностью обладают *термисторы*. В так называемом *бусинковом термисторе* (фиг. 60,*б*) основной его частью является «бусинка» *Б* из полупроводника (например, смесь окислов марганца и никеля), сопротивление которого при нагревании сильно *уменьшается*.



Фиг. 60. Принцип устройства болометра и термистора.

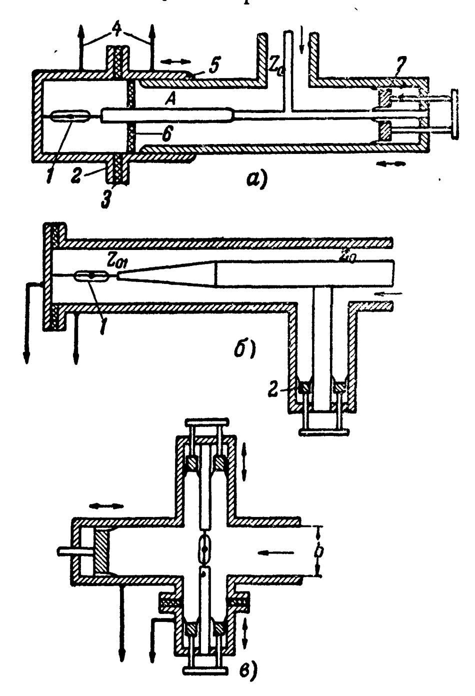
Сопротивление термистора в холодном состоянии обычно порядка нескольких тысяч ом. При нагреве за счет поглощаемой мощности на 1 *мвт* сопротивление термистора уменьшается на 50—70 *ом*.

Для измерения мощности болометр или термистор включают в коаксиальную линию или волновод в качестве нагрузочного сопротивления и добиваются его согласования с волновым сопротивлением линии передачи.

На фиг. 61,*а* показан один из типов высокочастотной камеры, служащей для включения и согласования болометра *1* в коаксиальной линии. Чтобы не замкнуть выводы болометра внешним проводником линии, в ней делают фланцевый разрыв *2* со слюдяной прокладкой *3* (для высокочастотных токов этот разрыв представляет ничтожно малое емкостное сопротивление). Выводы *4* от болометра присоединяют к внешнему проводнику линии по обеим сторонам фланца. При помощи удлинителя *5* добиваются, чтобы в участке *А* активная составляющая сопротивления отрезка коаксиальной линии с болометром равнялось Z_0, реактивное же сопротивление этого отрезка (включая отражение от опорной шайбы *6*) компенсируется определенным положением поршня настройки *7*. Тогда на участке *А* происходит компенсация отраженных волн, энергия от генератора рас-

пространяется бегущими к болометру волнами и полностью поглощается им.

На фиг. 61,*б* приведен пример коаксиальной высокочастотной камеры для термистора *1*. Сопротивление термистора в рабочей точке порядка 150—250 *ом*, а волновое сопротивление Z_0 измерительной коаксиальной линии передачи обычно равно 50—70 *ом*. Поэтому для согласования сопротивлений применен конический переход, волновое сопротивление которого постепенно возрастает от Z_0 до Z_{01}, близкого к сопротивлению R_T термистора. Так как практически трудно добиться равенства R_T и Z_{01}, то в линии имеется некоторое отражение, которое компенсируется определенным положением поршня настройки *2*.



Фиг. 61. Высокочастотные камеры для измерения мощности сантиметровых волн.

Выводы от термистора осуществляются при помощи фланца со слюдяной прокладкой.

Включение термистора в волноводную линию показано на фиг. 61,*в*. Изображенное устройство подобно рассмотренному ранее согласующему устройству для перехода от коаксиальной линии в волновод (фиг. 43,*в*). При установке волноводного поршня примерно на расстоянии $\frac{\lambda}{4}$ от термистора последний оказывается в пучности электрического поля. Коаксиальные поршни компенсируют отражение от термистора.

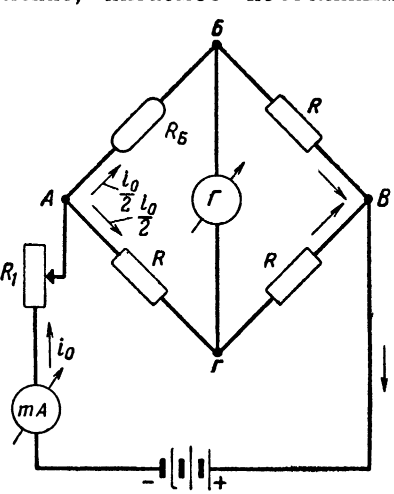
Измерение высокочастотной мощности при помощи термостора можно производить методом сравнения ее с мощностью постоянного тока. Для этого болометр или термистор, находящийся в высокочастотной камере, включается

в измерительный мостик (фиг. 62). Если три одинаковых сопротивления мостика равны R (каждое), то ток через гальванометр $Г$ будет равен нулю, когда термосопротивление (болометр или термистор) при прохождении через него тока i_0 определенной величины будет также равно R. При этом в термосопротивлении выделяется мощность постоянного тока

$$P_0 = R\left(\frac{i_0}{2}\right)^2,$$

так как ток i_0 делится пополам между цепями $АБВ$ и $АГВ$. Если термосопротивление, питаемое постоянным током, поглощает еще и высокочастотную мощность $P_{в.ч}$, то выделяемая в нем общая мощность

$$P = R\left(\frac{i_0}{2}\right)^2 + P_{в.ч}.$$



Фиг. 62. Схема включения болометра (или термистора) в измерительный мостик.

Следовательно, термосопротивление нагреется дополнительно, сопротивление его изменится (у болометра увеличится, у термистора уменьшится), равновесие мостика нарушится и в гальванометре появится некоторый ток. Для восстановления равновесия мостика нужно уменьшить сопротивление болометра снова до значения R, уменьшив выделяемую в нем мощность постоянного тока. Для этого реостатом R_1 уменьшают величину общего тока до нужного значения i_1. Тогда общая мощность, выделяемая в болометре, становится равной:

$$P_1 = R\left(\frac{i_1}{2}\right)^2 + P_{в.ч}.$$

Очевидно, что эта общая мощность P_1 должна быть равной прежнему значению мощности постоянного тока, при которой уравновешивался мостик, т. е.

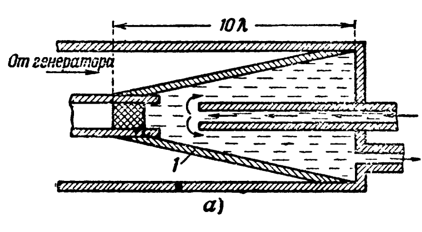
$$R\left(\frac{i_1}{2}\right)^2 + P_{в.ч} = R\left(\frac{i_0}{2}\right)^2,$$

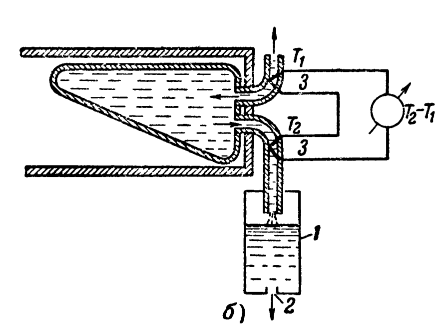
откуда определяется величина поглощенной болометром высокочастотной мощности:

$$P_{в.ч}=\frac{R}{4}\left(i_1^2-i_0^2\right).$$

Рассмотрим теперь методы измерения больших мощностей.

Наиболее употребительным является *калориметрический метод измерения мощности*, сущность которого состоит в определении количества тепла, выделяемого в водяном нагрузочном сопротивлении при поглощении им высокочастотной мощности.





Фиг. 63. Водяные нагрузки для калориметрического измерителя мощности и простейшая схема калориметрического измерителя мощности.

Калориметрические измерители мощности состоят в основном из двух частей: 1) водяного нагрузочного сопротивления и 2) устройства для измерения количества тепла, выделяемого в нагрузочном сопротивлении.

На фиг. 63,*а* показано водяное нагрузочное сопротивление для коаксиальной линии, заключенное в тонкостенном конусе *1* из диэлектрика. При длине конуса порядка 10 λ обеспечивается хорошее согласование нагрузочного сопротивления с волновым сопротивлением линии. На фиг. 63,*б* показано волноводное водяное нагрузочное сопротивления пирамидальной формы, дающее хорошее согласование с волноводом.

Высокочастотная мощность $P_{в.ч}$ (в ваттах), поглощаемая нагрузочным сопротивлением, определяется по количеству тепла Q, выделяемого в нем в единицу времени,

$$P_{в.ч}=Q=70\,v\,(T_2-T_1),$$

где v — скорость протекания воды, *л/мин*;

T_2-T_1 — разность температур воды, втекающей в нагрузочное сопротивление и вытекающей из него.

Для измерения скорости протекания воды применяются различные водомерные устройства. Температуры измеряются термометрами или термопарами.

В водомерном цилиндре *1* (фиг. 63,*б*) имеется калиброванное отверстие *2* для стока воды. Если скорость втекания воды в цилиндр будет установлена равной скорости вытекания из него, то уровень воды в цилиндре (отмечаемый по делениям на цилиндре) будет оставаться неизменным. Таким образом, можно установить постоянную известную скорость протекания воды через водяное нагрузочное сопротивление.

Разность температур определяется при помощи двух термопар *3*, разность э. д. с. которых отмечается прибором.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ПРИМЕНЕНИЕ САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН

В этой главе мы весьма кратко расскажем о принципах радиолокации, где пока сантиметровые волны находят наиболее активное применение, и остановимся на некоторых примерах других применений сантиметровых волн.

Радиолокация

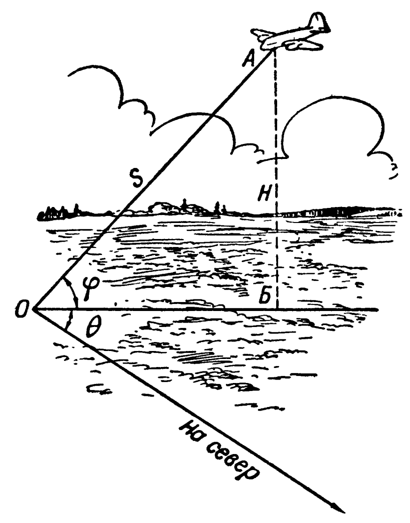
Радиолокация изучает методы обнаружения и определения местонахождения различных объектов при помощи радиоволн. Основой для создания радиолокации послужило явление отражения волн металлическими телами, впервые обнаруженное гениальным русским ученым А. С. Поповым. Теоретические основы радиолокации и ее техническое применение были впервые разработаны советскими учеными (Л. И. Мандельштам, Н. П. Папалекси, Б. А. Введенский и др.).

Прежде чем перейти к изложению принципов радиолокации, рассмотрим, как вообще определяется местонахождение объекта в пространстве. На фиг. 64 показан метод определения местонахождения самолета при помощи трех координат: *расстояния S от места наблюдения до самолета, угла места φ и азимута θ*. Зная расстояние S и угол места φ, можно определить расстояние до самолета от земли (высоту H):

$$H = S \sin \varphi.$$

Азимут (угол θ) определяет направление проекции S (линия *ОБ*) относительно направления на север.

Радиолокационный метод определения расстояния до самолета основан на свойстве радиоволн распространяться с определенной скоростью. Представим себе, что в точке наблюдения O находится радиостанция, излучающая радиоволны короткими импульсами (излучение в течение короткого времени) по направлению к самолету. Импульс радиоволн, распространяющийся со скоростью света c, пройдет расстояние S до самолета за время $\frac{S}{c}$. Отразившись от самолета, волны пройдут обратный путь за то же время. Таким образом, от момента посылки радиостанцией импульса до прибытия к ней отраженного проходит время



Фиг. 64. Определение местонахождения самолета.

$$t = \frac{2S}{c}.$$

Если бы удалось измерить это время, то расстояние до самолета определилось бы как

$$S = \frac{ct}{2}.$$

Посмотрим, каким условием должна удовлетворять радиостанция для осуществления такого метода измерения расстояния.

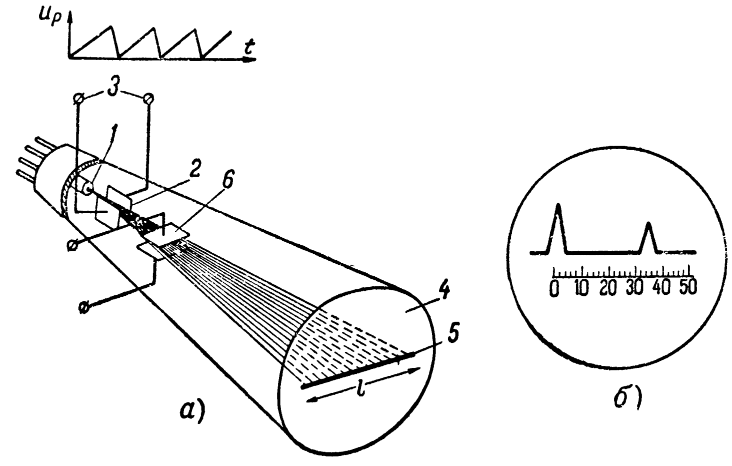
1. Очевидно, что длительность посылаемых импульсов должна быть значительно меньше времени t, необходимого импульсу для достижения цели и возвращения его обратно. Промежутки же между импульсами должны быть настолько велики, чтобы каждый отраженный импульс успевал возвратиться на радиостанцию до излучения следующего.

2. Чтобы определить направление на самолет и получать отраженные импульсы достаточной мощности, энергия, излучаемая радиостанцией, должна быть сконцентрирована в остронаправленном луче.

3. Необходимо, чтобы прибор, отмечающий время от посылки импульса до прибытия его обратно, мог измерять очень малые промежутки времени (миллионные доли секунды).

Первым двум условиям может удовлетворить радиостанция, работающая на сантиметровых волнах. Действительно, магнетрон может генерировать короткими импульсами сверхвысокочастотную энергию большой мощности; при помощи параболического отражателя сантиметровые волны излучаются узким концентрированным лучом.

Остановимся теперь на методе измерения коротких промежутков времени. Прибором, который может быть применен для этих целей, является *электронно-лучевая трубка,*



Фиг. 65. Электронно-лучевая трубка.

устройство которой схематически показано на фиг. 65,*а*. Узкий поток электронов (луч) из электронной пушки *1* пролетает между *горизонтальными отклоняющими пластинами 2*, на которые подается пилообразно изменяющееся напряжение *3* (u_p). При каждом возрастании напряжения возрастает поле между пластинами и электронный луч отклоняется в горизонтальной плоскости, при уменьшении напряжения луч возвращается к прежнему направлению. Электронный луч попадает далее на экран, покрытый веществом, светящимся под ударами электронов. Таким образом, электронный луч периодически «пробегает» по экрану, оставляя за собой светящуюся полоску *5*. Такое отклонение называют *разверткой луча*. Очевидно, что число таких «пробегов» в секунду определяется частотой пилообразных изменений напряжения на горизонтальных отклоняющих пластинах. Зная частоту пилообразных изменений

и длину пробега луча по экрану, можно определить время «пробега» от начала светящейся полоски до любой ее точки.

В электронно-лучевой трубке имеется также одна пара *вертикальных отклоняющих пластин 6*. Напряжение, поданное на эти пластины, создает между ними поле, отклоняющее электронный луч в вертикальной плоскости. Пусть на вертикальные пластины подается импульс напряжения в момент посылки импульса радиоволн к самолету, а в момент прибытия отраженного импульса — второй импульс напряжения.

Если время горизонтального пробега луча по экрану меньше, чем промежуток между этими двумя импульсами напряжения, то на экране появятся две «отметки», как показано на фиг. 65,*б*. Так как время между посланным и отраженным импульсами пропорционально расстоянию до самолета, то на стекле экрана можно нанести шкалу прямо в километрах. Таким образом, расстояние до самолета может быть отсчитано по расстоянию между отметками непосредственно в километрах.

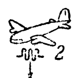
Разберем теперь в общих чертах принципы работы радиолокационной станции, скелетная схема которой показана на фиг. 66. Рассмотрим, что происходит за один цикл работы — от посылки импульса до приема отраженного импульса. Генератор импульсов напряжения подает короткие импульсы напряжения одновременно на источник питания магнетрона (дающий анодное напряжение) и на генератор пилообразного напряжения. В результате действия этих импульсов: а) появляется пилообразное изменение напряжения на горизонтальных пластинах трубки, и электронный луч начинает горизонтальное движение по экрану трубки; б) источник питания включается на короткое время и подает импульс напряжения на анод магнетрона. Получающийся вследствие этого импульс высокочастотных колебаний (*1*) подается в антенну через *переключатель антенны* [1]. Частично этот импульс проходит к приемнику, с выхода которого на вертикальные пластины трубки подается импульс напряжения (*1*), дающий первую отметку на экране. Излученный импульс достигает самолета, и, отразившись от него (*2*), принимается антенной и попадает в приемник.

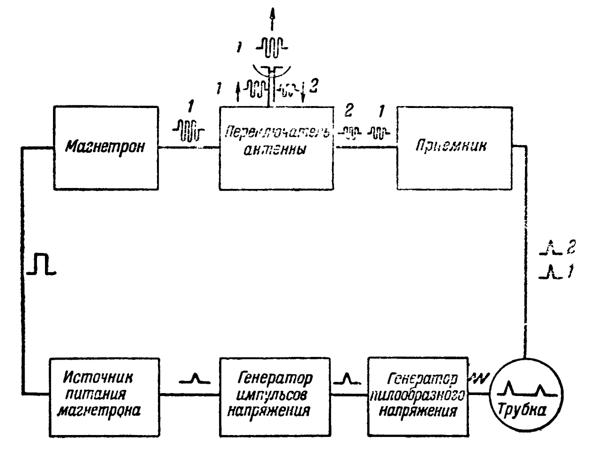
---

[1] Переключатель антенны обеспечивает излучение импульсов радиоволн и прием волн, отраженных от самолета при помощи одной антенны. Он подключает антенну к выходу магнетрона в момент генерации высокочастотного импульса и после излучения этого импульса до генерации следующего переключает антенну к приемнику.

Приемник усиливает его и в результате на вертикальные пластины подается импульс напряжения (*2*). Таким образом, на экране появляется вторая отметка. По шкале экрана отсчитывается расстояние до самолета непосредственно в километрах.

Посмотрим теперь, как радиолокационная станция обнаруживает самолет и каким образом определяет угол места и азимут. Для этого импульсы радиоволн излучаются параболической антенной узким лучом. Если вращать антенну



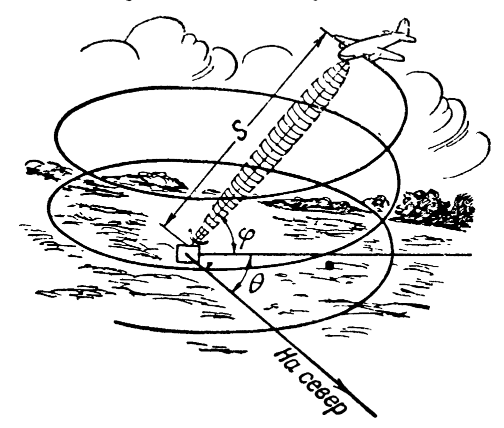


Фиг. 66. Скелетная схема радиолокационной станции.

так, чтобы ее ось описывала в пространстве спираль (фиг. 67), то радиолуч будет «прочерчивать» определенный участок пространства. При этом на экране трубки будет все время видна отметка посылки импульсов. Но как только радиолуч встретится с самолетом, на экране трубки появится вторая отметка, доющая возможность определить расстояния S до самолета. Угол места φ и азимут θ определяются относительно положения оси антенны в момент направления радиолуча на самолет.

Понятно, что если самолет выйдет из зоны радиолуча, то отметка отраженных импульсов на экране исчезнет. По-

этому оператор станции должен «сопровождать» самолет, поворачивая антенну на должный угол. Такое сопровождение может осуществляться автоматически. По мере удаления от станции «сопровождаемого» самолета расстояние S возрастает и отметка отраженных импульсов движется по экрану вправо. Делая периодические отсчеты расстояния через определенное время, можно определить скорость движения самолета.



Фиг. 67. Радиолокационная карта местности.

Так как сантиметровые волны отражаются не только от металла, но и от любого диэлектрика, диэлектрическая проницаемость которого больше, чем у воздуха, то радиолокационным методом можно определить местонахождения объектов с поверхностью из различных материалов.

Радиолокационная карта местности

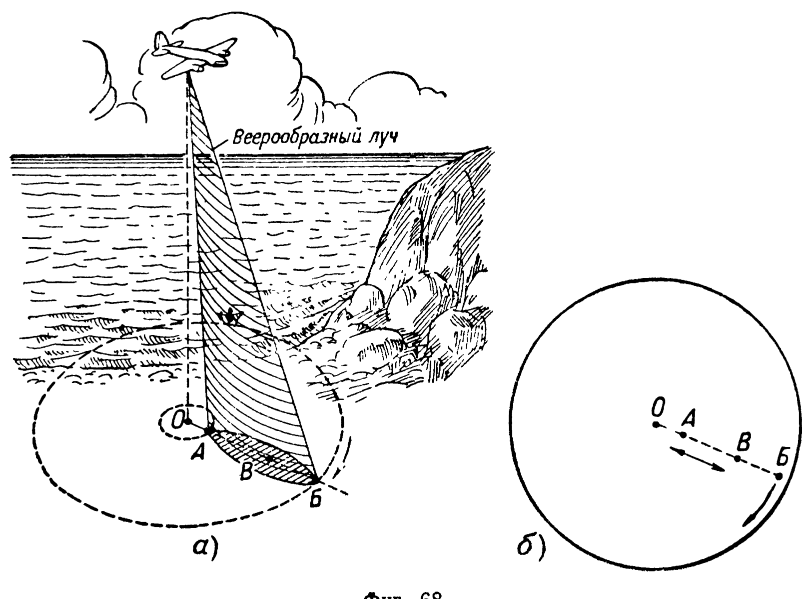
На экране трубки радиолокатора, находящегося на самолете, можно получить изображение контуров участка местности, над которой пролетает самолет.

Рассмотрим в общих чертах, как это можно осуществить. Для «обзора» местности применяется антенна специальной формы, дающая *веерообразную диаграмму излучения.* При вращении антенны вокруг оси веерообразный радиолуч последовательно «просматривает» участок местности в пределах определенного круга (фиг. 68,*а*).

В специальной трубке, называемой *панорамный индикатор*, на экране которой появляется изображение местности,

применяется особая развертка электронного луча. При помощи электрического и магнитного устройства луч «прочерчивает» на экране полоску по радиусу (от центра), причем эта полоска вращается по экрану со скоростью, равной скорости вращения антенны (т. е. скорости вращения веерообразного радиолуча). Вращение антенны и «полоски» начинается одновременно.

Интенсивность электронного луча в трубе устанавливается несколько меньшей, чем нужно для появления све-



Фиг. 68.

чения. Радиоимпульс, отраженный от любой точки местности (находящейся в зоне «обзора»), усиливается приемником и в виде импульса напряжения подается на трубку. При этом интенсивность электронного луча возрастает, и на экране появляется светящееся пятнышко. Чем дальше находится точка местности от центра зоны «обзора» *О*, тем позже придет к приемнику отраженный от нее радиоимпульс. Следовательно, и на экране трубки более далекая от центра точка местности изобразится светящимся пятнышком дальше от центра трубки. Таким образом, между точками местности (по радиусу), от которых отражаются радиоимпульсы, и светящимися пятнами на экране трубки имеется

полное соответствие. Так как антенна (а следовательно, и радиолуч) и полоска, прочерчиваемая по радиусу экрана трубки, вращаются с одинаковой скоростью, то каждая точка местности (из круга «обзора») будет изображаться светлым пятнышком в соответственном месте экрана.



Фиг. 69. Изображение морского залива на трубке радиолокатора.

Экран трубки покрывают веществом, которое способно светиться в течение некоторого времени после прекращения «бомбардировки» электронов (когда луч уже переходит к другой точке экрана). Светлые пятна, изображающие точки местности, как бы «закрепляются» на некоторое время на экране. Таким образом, на экране трубки появляется светящееся изображение контуров участка местности.

На фиг. 69 приведена фотография экрана с изображением морского залива.

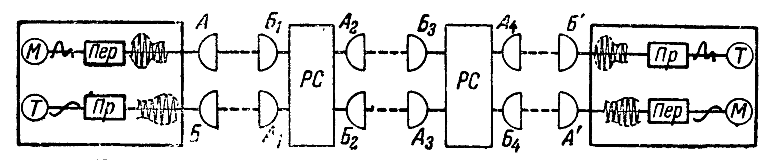
Применение сантиметровых волн в радиосвязи

Одним из преимуществ применения сантиметровых волн в радиосвязи является возможность их остронаправленного излучения, что позволяет осуществить передачу только в определенном направлении и значительно уменьшить помехи от других передатчиков. Кроме того, острая направленность излучения позволяет снизить мощность передатчиков. Например, если использовать антенну с пароболическим отражателем диаметром 1,2 *м*, то излучение на волне 3 *см* в направлении оси отражателя будет примерно в 9 000 раз больше, чем от равномерного излучателя. При такой концентрации энергии для радиосвязи на 40 *км* потребуется передатчик мощностью всего 200 *мвт*.

Сантиметровые волны распространяются практически в пределах прямой видимости. Всякое препятствие, встречающееся на пути волн (горы, большие дома и т. д.), при-

водит к их отражению. Поэтому радиосвязь на этих волнах на большие расстояния осуществляется при помощи ряда *ретрансляционных станций.* Каждая из таких станций, принимая слабые сигналы от предыдущей станции, передает усиленные сигналы к следующей.

На фиг. 70 схематически показана линия *двусторонней радиотелефонной связи на сантиметровых волнах.* Рассмотрим в самом упрощенном виде ее работу. Сверхвысокочастотные колебания (*несущая частота*), создаваемые генератором передатчика (*Пер*), модулируются низкочастотными колебаниями, создаваемыми при разговоре в цепи микрофона *М*. Для простоты здесь и в дальнейшем будем



Фиг. 70. Упрощенная схема двусторонней радиотелефонной связи на сантиметровых волнах.

иметь в виду *амплитудную модуляцию,* т. е. изменение амплитуды сверхвысокочастотных колебаний в соответствии с колебаниями низкой частоты[1]. Модулированные сверхвысокочастотные колебания излучаются в виде волн антенной *А*.

Принятые антенной $Б_1$ первой ретрансляционной станции *РС* модулированные колебания усиливаются и передаются на следующую ретрансляционную станцию и т. д. На оконечной станции из принятых сверхвысокочастотных колебаний выделяются низкочастотные, которые после усиления подаются на телефон *Т*. На каждой ретрансляционной станции имеются четыре антенны: две для приемо-передачи в одну сторону линии и две — для такой же работы в обратную сторону.

Существуют в основном два метода ретрансляции. В первом случае сигналы, принятые от предыдущей станции, детектируются, усиливаются и модулируют сверхвысокочастотные колебания, создаваемые местным генератором, которые излучаются в виде волн к следующей ретрансляционной станции. Во втором случае осуществляется непосредственное усиление принятых сигналов (например, при помощи

[1] Применяется и частотная модуляция и различные виды импульсной модуляции.

лампы бегущей волны) и они вновь излучаются принявшей их станцией.

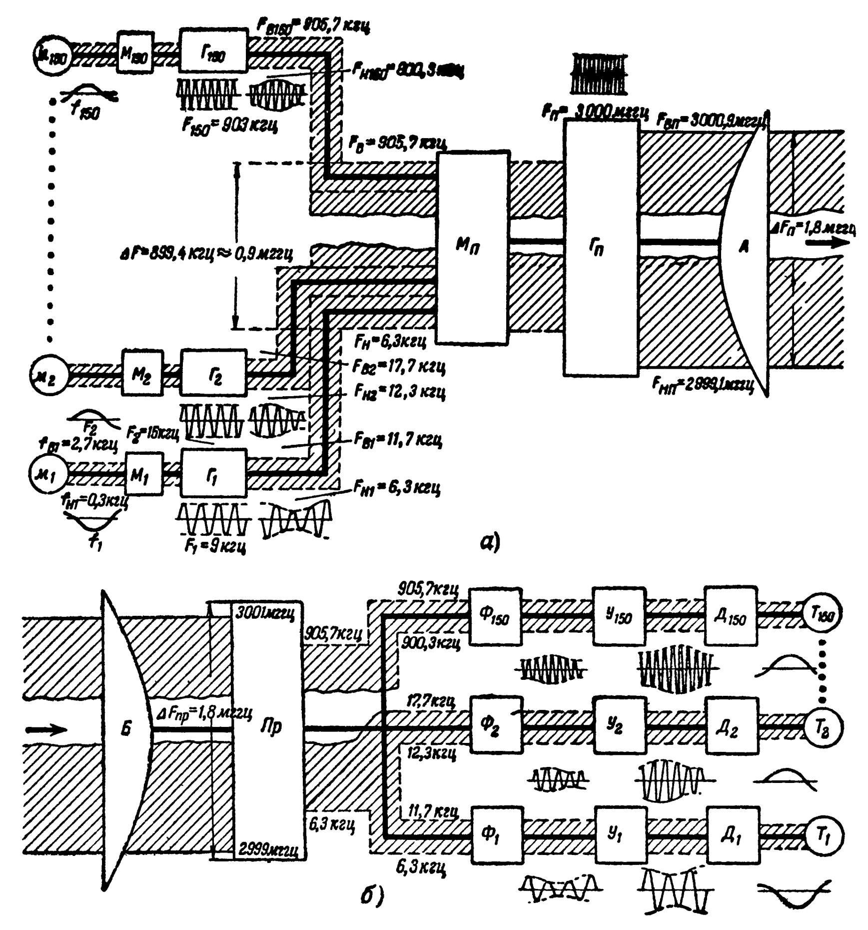
Описанный способ радиосвязи на сантиметровых волнах, кроме направленности передачи, не имеет особых преимуществ перед связью на более длинных волнах. Существенным преимуществом сантиметровых волн является возможность одновременной передачи большого числа телефонных разговоров (или других видов передач) на одной несущей частоте. Такая *многоканальная радиосвязь* возможна потому, что передатчики и приемники сантиметровых волн обладают широкой полосой пропускания частот (до 20 *мггц*).

Рассмотрим принцип осуществления многоканальной радиопередачи (фиг. 71,*а*). Допустим, что несущая частота радиотелефонного передатчика равна 3 000 *мггц* ($\lambda = 10$ *см*) и что передатчик рассчитан на одновременную передачу 150 телефонных разговоров (150 телефонных каналов). В каждом канале имеются генераторы Γ_1, Γ_2 и т. д., генерирующие колебания *поднесущей частоты* F_1, F_2, . . . Эти колебания модулируются *звуковыми частотами* f_1, f_2, . . . от микрофонов $м_1$, $м_2$, . . . при помощи соответствующих модуляторов $М_1$, $М_2$, . . . Обычно при разговоре в цепи микрофона создаются колебания звуковых частот от $f_н = 0{,}3$ *кгц* до $f_в = 3$ *кгц*, т. е. в полосе частот $\Delta f = 2{,}7$ *кгц*. Для качественной передачи речи частота колебаний поднесущей частоты должна хотя бы в 3 раза превышать частоту звуковых колебаний. Следовательно, наименьшую поднесущую частоту можно выбрать равной $F_1 = 9$ *кгц* (первый канал). При модуляции колебаний этой частоты звуковыми частотами появятся боковые частоты, низшая из которых в первом канале будет $F_{н1} = 9 - 2{,}7 = 6{,}3$ *кгц*, а высшая $F_{в1} = 9 + 2{,}7 = 11{,}7$ *кгц*. Следовательно, ширина полосы ΔF_1 частот первого канала равна удвоенному значению высшей модулирующей (звуковой) частоты:

$$\Delta F_1 = 2 \cdot \Delta f = 2 \cdot 2{,}7 = 5{,}4 \text{ кгц}.$$

Так как наивысшая звуковая частота будет одинаковой во всех каналах, то и ширина полосы частот каждого канала будет одной и той же, т. е. 5,4 *кгц*.

Для того чтобы полосы частот соседних каналов не перекрывались, поднесущие частоты должны отличаться друг от друга хотя бы на 6 *кгц*. Таким образом, поднесущие частоты каналов будут составлять 9, 15, 21 *кгц*



Фиг. 71. Упрощенная схема многоканальной радиотелефонной связи на сантиметровых волнах.

и т. д. Поднесущая частота 150-го канала будет равна 903 *кгц*, а высшая частота этого канала составит 905,7 *кгц*.

Модулированные колебания со всех каналов подаются в модулятор передатчика $М_п$, который в свою очередь модулирует ими колебания генератора передатчика $Г_п$ (дающего несущую частоту 3 000 *мггц*). В полученных результирующих колебаниях содержатся все возможные частоты их составляющих от низшей $F_н = 6{,}3$ *кгц* до высшей $F_в = 905{,}7$ *кгц*, т. е. в полосе частот $\Delta F = 899{,}4$ *кгц* или

примерно 0,9 *мггц*. Так как генератор передатчика генерирует колебания с частотой $F_п = 3\,000$ *мггц*, то в результате модуляции полоса частот расширяется до $\Delta F_п = 1,8$ *мггц* (низшая частота $F_{н.п} = 2\,999,1$ *мггц*, высшая $F_{в.п} = 3000,9$ *мггц*). Эти модулированные колебания и излучаются антенной *А* в виде электромагнитных волн.

На фиг. 71,*б* приведена упрощенная принципиальная схема приемного устройства.

Принятые антенной волны возбуждают соответствующие колебания в приемнике, полоса пропускания $\Delta F_{пр}$ которого должна быть не менее $2\Delta F$, т. е. 1,8 *мггц*. В приемнике из модулированных сверхвысокочастотных колебаний выделяются модулирующие частоты (поднесущие, модулированные звуковыми) и затем разделяются по соответствующим приемным каналам, полосовыми фильтрами $Ф_1$, $Ф_2$ и т. д. Каждый из фильтров пропускает колебания только определенной полосы частот. Так, фильтр $Ф_1$ пропускает частоты от 6,3 до 11,7 *кгц*, т. е. полосу частот первого передающего канала, фильтр $Ф_2$ — полосу частот второго передающего канала от 12,3 до 17,7 *кгц* и т. д. Пропущенные каждым фильтром колебания усиливаются усилителями $У_1$, $У_2$ и т. д. и подаются на детекторы $Д_1$, $Д_2$ и т. д., где происходит выделение звуковой частоты, подаваемой на телефоны $Т_1$, $Т_2$ и т. д.

На сантиметровых волнах можно осуществить передачу и значительно большего числа программ. Например, при достаточно широкой полосе пропускания частот приемо-передающей аппаратурой возможна одновременная передача одной или двух телевизионных программ и двух-трех сотен телефонных разговоров.

Несомненно, что сантиметровые волны будут находить все более и более широкое применение в радиосвязи.

Исследование молекул вещества с помощью сантиметровых волн

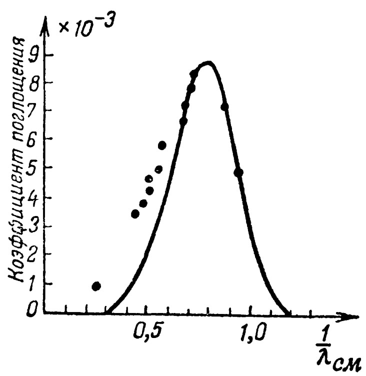
Явление поглощения сантиметровых волн различными веществами позволяет получить новые данные о взаимодействии молекул. Если частота электромагнитных волн близка к собственной частоте [1] (точнее, к одной из собствен-

---

[1] Упрощенно собственную частоту молекулы можно представить как частоту упругих колебаний одних частей молекулы относительно других.

ных частот) молекул вещества, то происходит *резонансное поглощение энергии волн.* Такое поглощение энергии обусловливается в конечном счете столкновениями между молекулами, причем характер столкновений зависит от сил взаимодействия между молекулами. Эти процессы весьма сложны и еще не полностью выяснены. Тем более, интересно сравнить теоретические расчеты, касающиеся поглощения, с данными, полученными из опытов по поглощению сантиметровых волн.

Величина поглощения сантиметровых волн в аммиаке определялась следующим образом. Сантиметровые волны передавались по волноводу к кристаллическому детектору, соединенному с чувствительным измерительным прибором. Небольшой участок волновода мог заполняться аммиаком. Сравнение показаний прибора при наличии аммиака и без него и служили мерой поглощения. На фиг. 72 показана кривая изменения поглощения сантиметровых волн в аммиаке в зависимости от длины волн, вычисленные теоретически из рассмотрения характера столкновений молекул; точки же на ней показывают значения поглощения, полученные из опыта. Как видно, опытные данные довольно хорошо совпадают с теоретическими вычислениями.



Фиг. 72. Изменение поглощения сантиметровых волн в аммиаке в зависимости от длины волны.

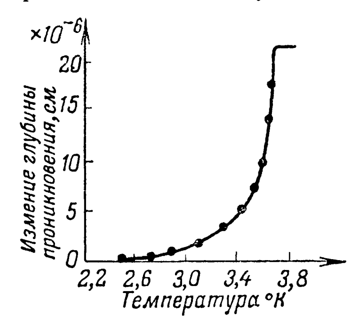
Весьма интересный результат был получен при исследовании поглощения сантиметровых волн в аммиаке при пониженном давлении. Оказалось, что в этом случае величина поглощения изменяется в зависимости от длины волны не постепенно, а скачками и поглощение происходит только при определенных частотах.

Резонансное молекулярное поглощение наблюдалось также в водяных парах и кислороде. Максимальное поглощение в кислороде происходит при длине волны 0,5 *см,* а в водяных парах — при 1,25 *см.*

В настоящее время на основе резонансного поглощения сантиметровых и особенно миллиметровых волн создается новый метод исследования вещества — *радиоспектроскопия.*

Сантиметровые волны и сверхпроводимость

Известно, что при температурах, близких к абсолютному нулю (—273° С), сопротивление многих металлов (свинец, олово и др.) становится ничтожно малым. Причины этого явления, называемого *сверхпроводимостью*, до сих пор не выяснены. Было установлено, что сверхпроводимость в сильной степени зависит от поверхностного слоя проводника. Известно также, что при наличии магнитного поля сверхпроводимость наступает при более низких температурах. Очевидно, что изучение этих особенностей сверхпроводимости может быть проведено при помощи сантиметровых волн. Действительно, при частотах, соответствующих сантиметровым волнам, токи проходят в очень тонком поверхностном слое, а вблизи поверхности создаются сильные переменные магнитные поля.



Фиг. 73. Изменение глубины проникновения токов сверхвысокой частоты в олово в зависимости от температуры.

Были проведены опыты по исследованию сверхпроводимости олова. Для этого измерялось изменение собственной частоты объемного резонатора с понижением температуры. Собственная же частота резонатора изменяется за счет изменения его сопротивления, которое в свою очередь обусловлено изменением глубины d проникновения тока в металл. При помощи этих измерений установлена зависимость глубины проникновения тока в толщу металла от температуры (фиг. 73).

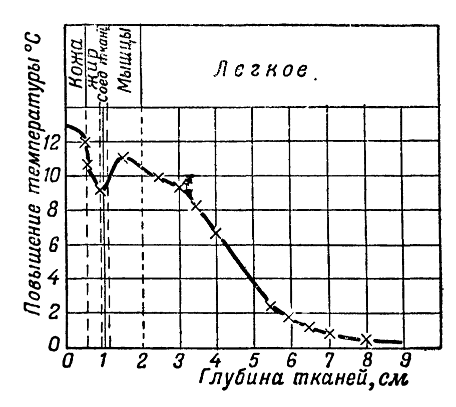
Можно ожидать, что дальнейшие подобные опыты дадут весьма интересные результаты.

Возможности применения сантиметровых волн в медицине

Явление выделения тепла при поглощении электромагнитной энергии послужило основой для применения полей высокой частоты в медицине. В наше время в физиотерапии широко применяются аппараты УВЧ — генераторы волн длиной в несколько метров. Эти аппараты используют для глубокого прогрева тканей тела в лечебных целях. Нагреваемая часть тела помещается в электрическое поле ультравысокой частоты, создаваемое между пластинами конден-

сатора, или в переменное магнитное поле внутри катушки индуктивности.

В последние годы делаются попытки применять в физиотерапии сантиметровые волны. Использование сантиметровых волн для лечебных целей дает ряд преимуществ. Эти волны сильнее поглощаются в тканях, чем метровые. Поэтому при той же мощности генератора сантиметровые волны могут вызвать более интенсивное прогревание, чем ультракороткие. Энергия сантиметровых волн может быть сконцентрирована в узком луче, что дает возможность осуществлять прогревание небольших участков тела. Сте-



Фиг. 74. Подъем температуры в тканях животного организма при облучения сантиметровыми волнами.

пень поглощения сантиметровых волн (а следовательно, и выделение тепла) в значительной мере зависит от структуры тканей, следовательно, имеется возможность избирательного нагрева определенных тканей и органов.

Приведем результаты некоторых опытов по исследованию поглощения сантиметровых волн в тканях животных и человека.

Оказалось, что мышцы и кожа в 2—3 раза сильнее поглощают энергию сантиметровых волн, чем жировые ткани и кости. Это согласуется с процентом содержания воды в тканях: чем больше содержит воды та или иная ткань, тем больше энергии она поглощает. В соответствии с различной поглощающей способностью тканей происходит неодинаковое повышение их температуры при облучении сантиметровыми волнами.

На фиг. 74 приведена кривая, показывающая повышение температуры в различных тканях в результате облучения сантиметровыми волнами. Облучению подвергались части тела лошадей, убитых накануне опыта[1]. Как видно из кривой, наибольшее повышение температуры происходит в наиболее сильно поглощающих тканях — коже и мышцах. В жировой ткани подъем температуры меньше, так как эта ткань более «прозрачна» для сантиметровых волн. Величина подъема температуры в живых тканях меньше, чем в мертвых. Это объясняется способностью живого организма к терморегуляции: тепло, выделяющееся в каком-либо участке тела, уводится из него за счет усиления кровотока, испарения и т. д.

Рассмотренные нами примеры далеко не исчерпывают все возможные применения сантиметровых волн в технике и науке. Эти волны используются, например, для автоматического управления самолетом при посадке. Они находят также применение в метеорологических исследованиях, радиоастрономии и т. д.

По мере развития техники сантиметровые волны будут находить все более и более широкое применение в самых различных областях.

Литература

Теория и техника радиолокации, Воениздат, 1947.

С. Рамо, Введение в радиотехнику сверхвысоких частот, Госэнергоиздат, 1948.

В. Ф. Власов, Электровакуумные приборы, Связьиздат, 1949

Д. А. Конашинский и С. Я. Турлыгин, Введение в технику ультравысоких частот, Госэнергоиздат, 1951.

О. О. Валитов и В. Н. Сретенский, Радиоизмерения на сверхвысоких частотах, Воениздат, 1951.

И. П. Жеребцов, Введение в радиотехнику дециметровых и сантиметровых волн, Госэнергоиздат, 1953.

П. О. Чечик, Радиотехника и электроника в астрономии, Госэнергоиздат, 1953.

---

[1] Температура измерялась термопарой, приваренной к концу вводимой в ткань иглы шприца.

Цена 2 р. 70 к.